SÉRIE A, Nº 3957
Nº D'ORDRE
4808

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Murry Allen TAMERS

PREMIÈRE THÈSE

Détermination des sections efficaces de quelques réactions nucléaires intervenant dans les effets du rayonnement cosmique

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 19 Juin 1962 devant la Commission d'Examen

MM. HAISSINSKY — Président
BERTHELOT, BOUISSIERE — Examinateurs

SÉRIE A, Nº 3957
Nº D'ORDRE
4808

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Murry Allen TAMERS

PREMIÈRE THÈSE

Détermination des sections efficaces de quelques réactions nucléaires intervenant dans les effets du rayonnement cosmique

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 19 Juin 1962 devant la Commission d'Examen

MM. HAISSINSKY — Président
BERTHELOT, BOUISSIERE — Examinateurs

C. MATH.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen ..... M. ZAMANSKY

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure
DE BROGLIE	T	Théories physiques
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées
GRASSE	T	Evolution des êtres organisés
PREVOST	T	Chimie organique
CHAUDRON	T	Chimie appliquée
WYART	T	Minéralogie et Cristal.
TEISSIER	T	Zoologie
MANGENOT	T	Biologie Vég. (Orsay)
AUGER	T	Physique quantique et Relativité
MONNIER	T	Physiologie Générale
PIVETEAU	T	Paléontologie
ROCARD	T	Physique (E.N.S.)
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.)
LAFFITTE	T	Chimie générale
FAVARD	T	Géométrie supérieure
COULOMB	T	Physique du Globe
Mlle COUSIN	T	Biologie Animale (SPCN)
CHRETIEN	T	Chimie minérale
DRACH	T	Zoologie
KASTLER	T	Physique (E.N.S.)
EPHRUSSI	T	Génétique
RIVIERE	T	Géologie SPCN et sédim.
GAUTHERET	T	Biologie Vég. (P.C.B.)
LUCAS R.	T	Recherches Physiques
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire
ARNULF	T	Optique appliquée.
MORAND	T	Physique Enseignement
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.)
FORTIER	T	Mécanique exp. des Fluides
DANJON	T	Astronomie
PETIT	T	Biologie maritime
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique
GALLIEN	T	Embryologie
EICHHORN	T	Botanique
DE CUGNAC	T	Biologie Végétale (SPCN)
Mlle CAUCHOIS	T	Chimie Physique
THELLIER	T	Physique du Globe
L'HERITIER	T	Biologie Générale (Orsay)
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay)
PONCIN	T	Mécanique Générale
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des Nombres
QUELET	T	Chimie Organique
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire
CUVILLIER	T	Micropaléontologie
JUNG	T	Pétrographie
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique
WIEMANN	T	Chimie organique et struc.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay)
VASSY	T	Physique de l'atmosphère
DESTOUCHES	T	Théories Physiques
AMIEL	T	Chimie générale
HOCART	T	Minéralogie et Cristallog.
J.P. MATHIEU	T	Physique (Optique)
COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.)
MAY	T	Zoologie (Orsay)
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et Topologie
FELDMANN	T	Biologie Végétale marine
GUINIER	T	Physique des Solides (Orsay)
JOST	T	Physiologie comparée
FORTET	T	Calcul des Probabilités et Physique mathématique
SCHWARTZ	T	Calcul diff. et Intégral
CHOUARD	T	Physiologie Végétale
MALAVARD	T	Aviation (Techn. Aéronaut.)
BRELOT	T	Calcul diff. et intégral
NORMANT	T	Synthèse organique générale
BENARD	T	Chimie Minérale
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.)
DUGUE	T	Statistiques Mathématiques
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie
ULRICH	T	Physiologie Végétale
MARECHAL	T	Optique théorique et Appl.
KIRRMANN	T	Théories Chimiques
CHADEFAUD	T	Botanique
Mlle LE BRETON	T	Physiologie de la nutri.
SALEM	T	Mathématiques générales
LELONG	T	Applic. de l'analyse à la géométrie
DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie Comp.
EHRESMANN	T	Topologie Algébrique
FRANCON	T	Physique (S.P.C.N.)
GLANGEAUD	T	Géographie phys. et Géologie dynamique
GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.)
PISOT	T	Tech. Mathém. de la Phys.
ROCH	T	Géologie
SCHATZMAN	T	Astrophysique
TERMIER	T	Paléontologie stratig.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.)
RIZET	T	Génétique (Orsay)
ROUTHIER	T	Géologie appliquée
Mme TONNELAT	T	Physique Théorique
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.)
SOUCHAY	T	Chimie générale
AIGRAIN	T	Electrotechnique géné.
BRUSSET	T	Chimie systématique
M. LEVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme CHAIX	T	Chimie biologique
Mme HUREL-PY		Biologie Végétale (PCB)
PIAUX	T	Chimie (M.P.C.)
BRUN	T	Mécan. théorique des Fluides
LEDERER	T	Chimie biologique
Mme DUBREIL	T	Mathém. (Agrégation)
Mme LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.)
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.)
COTTE	T	Physique électricité
DUBOIS J.E.	T	Chimie organique
LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.)
MICHEL A.	T	Chimie Minérale (Orsay)
OLMER	T	Energétique générale
ROUAULT	T	Electricité (Orsay)
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée
BARCHEWITZ	T	Chimie Physique
BROSSEL	T	Physique atomique
BUSER	T	Physiologie comparée
CAMUS	T	Physiologie Vég. BMPV
CASTAING	T	Physique (Orsay)
CURIEN	T	Minéralo. et Cristallog.
MOYSE	T	Physiologie Végé. (Orsay)
NOIROT	T	Evolution des Etres Org.
PANNETIER	T	Chimie générale (Orsay)
POSSOMPES	T	Zoologie
PULLMANN	T	Chimie théorique
TEILLAC	T	Physique Nucl. et Radioactivité
TONNELAT	T	Biologie Physico-chim.
VILLE	T	Econométrie
WILLEMART	T	Chimie (P.C.B.)
DODE	T	Chimie (Orsay)
FREYMANN	T	Recherches Physiques
GUINOCHET	T	Biol. Vég. SPCN (Orsay)
ROLLET	T	Chimie (P.C.B.)
Mlle JOSIEN	T	Chimie S.P.C.N.
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes
ARNOULT	T	Electronique (Orsay)
CHAPELLE	T	Physique (Orsay)
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay)
DENY	T	Mathématiques Géné. Orsay
GERMAIN	T	Mécan. théor. des fluides
LUCAS G.	T	Géologie
ALLARD	T	Chimie Physique
BERTHELOT	T	Phys. Fondamentale des Hautes Energies (Orsay)
BRICART	T	Météorologie et phys. de l'Atmosphère.
Mme ALBE-FESSARD		Psychophysiologie
FRIEDEL		Physique des Solides (Ors)
M. JULIA		Etudes des Moléculaires naturelles complexes
LENDER	T	Biol. Animale (SPCN) Orsay
MAGAT		Physico-chimie des rayonnements
Mlle QUINTIN	T	Electrochimie
MONOD	T	Chimie du métabolisme
BENOIT	T	Physiol. Anim. (Orsay)
DE POSSEL	T	Analyse numérique
CHARLOT	T	Chimie analytique
HAISSINSKY	T	Radiochimie
LEMEE	T	Physiol. Vég. BMPV (Orsay)
GUERIN	T	Chimie M.P.C. (Orsay)
CHATFLET M.	T	Chimie (P.C.B.)
JEAN	T	Physique Nucléaire (Orsay)
MATTLER	T	Physique S.P.C.N.
MICHEL L.		Phys. Théor. des Htes Energies (Orsay)
BERGERARD		Zoologie (Orsay)
BERTEIN		Electronique (Orsay)
BOUISSIERES		Chimie des Radioéléments (Orsay)
Mme COUTURE		Thermodynamique et Méc. Physique
ELLENBERGER		Géologie appli. s/le terr.
FRANC		Biol. Animale (P.C.B.)
SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay)
STOLKOWSKI		Physiologie générale
ACHER		Chimie Biol. (Orsay)
BAUDOIN		Biologie animale P.C.B.
BEAUMONT		Biologie animale SPCN
BLAMONT		Géophysique Ionosphère
BOURREAU		Botanique
CURIE D.		Physique (M.G.P.)
DURAND-DELGA		Géologie
FREON	T	Chimie organique (Orsay)
HELLER		Physiologie végétale
TORTRAT		Calcul des Probabilités
CAILLEUX		Géologie (S.P.C.N.)
MAGNAN	T	Physique (S.P.C.N.)
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appl. à la Chim. Théor. et à la Phys. Nucléaire
Mlle FOURCHOY		Biol. Végétale (SPCN)
Mme CHOQUET-BRUHAT	T	Méc. Analytique et Méc. céleste
Mlle VEIL		Physiologie Générale
LWOFF	T	Microbiologie
SIESTRUNCK	T	Mécan. Phys. et Expérim.
LACOMBE	T	Métallur. des métaux Nucl.
BROCHARD	T	Physique P.C.B. (Orsay)
CABANNES	T	Mécanique générale
LESIEUR	T	Mathématiques MPC (Orsay)
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay)
CAIRE		Géographie phys. et Géol. Dynamique
COMOLET		Mécanique des Fluides
CORABŒUF		Physiologie Animale
DELLOUE		Physique de l'exosphère
GORENFLOT		Botanique II (Orsay)
HOUILLON		Biologie Animale P.C.B.
JULLIEN J.		Chimie P.C.B.
MALGRANGE		Tech. Math. de la Phys.
OLIVIER		Antropologie
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay)
BLANC-LAPIERRE		Physique ENS. (Orsay)

Secrétaire Général ..... R. POULLAIN

Je tiens d'abord à exprimer ma reconnaissance à M. le Professeur M. Haissinsky qui m'a fait l'honneur de présider le jury.

Je remercie M. le Professeur André Berthelot qui a accepté d'être le rapporteur de mes thèses.

M. Jacques Labeyrie m'a suggéré l'importance du problème du carbone 14 dans les météorites, je le prie de recevoir l'expression de ma gratitude pour nos discussions et ses conseils.

Je remercie M. le Professeur Richard Wolfgang des suggestions qu'il m'a généreusement prodiguées pour les réactions nucléaires des ions lourds.

Que M. Maurice Surdin trouve ici l'expression de ma reconnaissance pour l'intérêt qu'il a toujours témoigné pour ce travail.

Ce m'est un devoir agréable de remercier Mme Georgette Delibrias pour son aide en ce qui concerne la mesure des sections efficaces pour le carbone 14.

Que M. le Professeur Georges Bouissières accepte mes remerciements pour les conseils qu'il m'a donnés.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

I - INTRODUCTION

Les géochimistes ont manifesté récemment un renouveau d'intérêt pour la radioactivité naturelle. Elle fait maintenant l'objet de recherches étendues, car elle est un outil puissant pour aider à comprendre l'histoire de la Terre et des autres corps du système solaire.

Les substances radioactives d'origine naturelle que l'on trouve sur la Terre peuvent être classées en deux groupes différents par leur origine. Tout d'abord il y a les éléments radioactifs et les isotopes qui ont des périodes radioactives si longues, que même durant les 4,5 milliards d'années d'âge de la Terre, ils n'ont pas eu le temps de disparaître complètement. Accompagnant ces substances à longue vie, et qui sont maintenant bien connues, on trouve en équilibre séculaire avec elles divers produits de filiation ayant une vie plus courte. Ces divers isotopes ont été très utilisés pour déterminer l'âge de plusieurs phénomènes géologiques et même l'âge de la Terre elle-même (Haissinsky, 1957).

La seconde catégorie d'isotopes radioactifs se trouvant dans la nature est composée de ceux qui sont engendrés continuellement par l'action des rayons cosmiques. Ces substances sont bien moins connues que les substances d'origine terrestre, en partie à cause de leur très grande variété et en partie parce que nous manquons encore de connaissances suffisantes sur l'énergie et la nature des particules du rayonnement cosmique (Waddington, 1961). Mais au fur et à mesure que la nature du rayonnement cosmique devient mieux comprise grâce aux mesures faites en ballon et en satellite, le problème essentiel tend à devenir celui-ci : quelles sont les probabilités de production des divers nucléides sous l'action des rayonnements cosmiques ? C'est-à-dire, quelles sont les sections efficaces des réactions nucléaires dues aux rayons cosmiques ?

Le présent travail décrit la détermination de plusieurs sections efficaces à diverses énergies, dont les résultats nous ont paru avoir de l'intérêt pour la recherche géochimique. La première partie traite de la mesure de la probabilité de la réaction ^{16}O (p, 3p)^{14}C à haute énergie. Les sections efficaces ainsi obtenues sont essentielles pour prédire, puis expliquer la présence de ^{14}C produit par le rayonnement cosmique dans les météorites. Nous espérons que ce travail aidera à comprendre l'origine de la matière météoritique et qu'il pourra, peut-être, donner quelques indications sur la nature du rayonnement cosmique primaire.

La seconde partie de ce travail a été une recherche des sections efficaces des réactions nucléaires entre les éléments carbone, azote et oxygène. Ces substances ne constituent que quelques pour cent du rayonnement cosmique mais cependant deux d'entre elles constituent la quasi-totalité de l'atmosphère terrestre. Il est donc nécessaire de connaître les types et les ordres de grandeur de ces réactions pour pouvoir estimer leur contribution à la genèse des radioactivités naturelles. Les réactions nucléaires des ions lourds constituant un champ d'action très nouveau nous avons également considéré les fonctions d'excitation du point de vue de la physique nucléaire. Les informations que l'on a obtenues indiquent les types de phénomènes que l'on peut s'attendre à trouver dans l'atmosphère, sous l'action des ions lourds du rayonnement cosmique.

II - RÉACTION NUCLÉAIRE ^{16}O (p, 3p) ^{14}C

INTRODUCTION -

Nous décrivons ci-dessous les mesures que nous avons faites pour déterminer la probabilité de production de carbone 14 par les réactions de spallation, ainsi que la mesure de la quantité de cet isotope présente dans les météorites. Cette étude a été entreprise pour obtenir des informations supplémentaires sur la nature du rayonnement cosmique et sur l'histoire de la matière météoritique.

Le carbone 14 a été choisi pour deux raisons : tout d'abord ce nucléide, au moment où le travail a été entrepris, n'avait pas encore été découvert dans les météorites, bien qu'une trentaine de nucléides créés par spallation sous l'action des rayons cosmiques, et dont les périodes variaient entre 16 jours (^{48}V) et $1,3.10^9$ ans (^{40}K), y aient déjà été trouvés. La certitude de l'absence d'un nucléide tel que ^{14}C, que des considérations théoriques approchées nous permettaient de supposer présent en quantités mesurables, aurait entraîné un remaniement important des conceptions actuelles sur la nature du rayonnement cosmique. Il y avait donc là un problème à résoudre.

La seconde raison qui nous a incités à rechercher ^{14}C dans les météorites est que, si nous trouvions cet isotope, qui a une période de 5760 ans, nous aurions un moyen particulièrement commode pour dater le moment de la chute des météorites recueillies sur le sol. On pourrait peut-être en outre, grace à cette méthode, déterminer si le taux de chute des météorites est resté constant au cours des derniers millénaires. On sait que la question est actuellement controversée : en particulier (Paneth, 1949) a suggéré que les chutes sont actuellement plus fréquentes que par le passé.

*
* *

La composition chimique moyenne des chondrites, qui constituent le type le plus commun des météorites pierreuses est donnée ci-dessous (Merrill, 1925).

Oxygène	56	mole %
Silicium	16,5	
Magnésium	14	
Fer	11	
Aluminium	1,5	
Calcium	1	
Carbone	< 0,1	

Les autres types de météorites pierreuses ont des compositions qui ne s'écartent pas beaucoup de ces valeurs.

La proportion des différents constituants du rayonnement cosmique primaire a été déterminée lors de plusieurs expériences faites à bord de ballons à haute altitude et à bord de fusées ; nous indiquons ci-après deux valeurs, établies à trois ans d'intervalle (Singer, 1958 et Waddington, 1961).

	Singer	Waddington
Protons	86 %	89,7 %
Hélions (α)	13 %	5 %
Ions lourds (Z>2)	1 %	5 %

Il est à noter que le taux d'ions lourds varie notablement entre les deux. Ce fait est important, pour évaluer la contribution de ces ions lourds à la production de radioéléments dans l'atmosphère et les météorites. On ne trouve guère de neutrons, à grande distance de la Terre, à cause de leur instabilité. Le spectre d'énergie des protons peut être représenté par la formule (Peters, 1960).

$$N\ (>E) = \frac{7000}{(1+E)^{1,5}}$$

avec :

$$0,5 < E < 10^{9}.\ GeV$$

N étant le nombre de protons ayant une énergie supérieure à E, exprimé en particules/m^2.sec. stéradian. Ainsi il y a environ 700 protons/m^2.sec.stéradian dont l'énergie est supérieure à 3,5 GeV.

Des mesures récentes faites en satellite (Vernov et al, 1958) ont montré qu'il pouvait y avoir plus de particules de basse énergie que la formule ne l'indique. De toute façon des mesures de plus en plus précises du spectre primaire seront faites en satellites dans les années à venir.

On peut voir, d'après la composition chimique des météorites pierreuses, que la plus grande partie de ^{14}C présent dans celles-ci doit être produite lors de la réaction de spallation de l'oxygène, le plus abondant élément de ces météorites, par des protons primaires de diverses énergies. C'est la réaction ^{16}O (p, 3p)^{14}C. En outre, cette réaction simple a un seuil à basse énergie, et l'on peut supposer que des protons n'ayant que des énergies de quelques dizaines de MeV contribuent de cette façon à la création de ^{14}C.

La production de ^{14}C par d'autres atomes des météorites est beaucoup moins probable, à cause de leur abondance plus faible et à cause du fait que les seuils de réaction sont à des énergies plus grandes. Nous négligerons cette production devant celle due à l'oxygène. Par contre, il est nécessaire de connaître exactement la probabilité de la réaction ^{16}O (p, 3p)^{14}C à toutes les énergies pour prévoir les quantités de ^{14}C présentes dans les météorites, et interpréter leur origine. C'est pour cela que le travail ci-dessous a été entrepris.

II.1 - TECHNIQUE DES EXPERIENCES -

II.1.1 - Cibles et irradiations.

L'énergie la plus élevée étudiée a été 2,7 GeV, obtenue dans le faisceau interne du synchrotron Saturne à Saclay. La cible était un récipient en aluminium de forme spéciale rempli d'eau distillée qui constituait le matériau cible contenant de l'oxygène. L'eau a été choisie pour deux raisons : l'extraction chimique et la récupération de ^{14}C produit sont à la fois certaines et relativement faciles, et par ailleurs l'eau ne contient pas d'autre élément que l'oxygène qui puisse produire ^{14}C sous l'influence des protons. Le dessin de la cible est indiqué sur la figure II-I. Deux longueurs différentes de cible ont été utilisées : 20 mm et 40 mm (dimensions intérieures). Ce sont des longueurs minimales pour obtenir une activité de ^{14}C suffisante pour que la statistique de comptage donne des résultats corrects. Les cibles des deux dimensions avaient l'une et l'autre une hauteur intérieure de 30 mm et une largeur intérieure de 20 mm. Les volumes d'eau contenus dans les cibles étaient 12 cm^3 et 24 cm^3.

Ainsi que l'on procède habituellement dans les accélérateurs à très haute énergie, la cible était retirée du faisceau pendant la phase d'accélération des protons et était ensuite poussée au bord du faisceau lorsque les protons avaient atteint l'énergie spécifiée de 2,7 GeV. Une lèvre d'aluminium de 3 mm placée sur le côté du récipient déviait les protons de la cible. Ce procédé est celui qui est utilisé à Saturne et il a été proposé par l'équipe scientifique de cet accélérateur. La cible était propulsée dans le faisceau toutes les 3 secondes par un arrangement mécanique à action rapide et, pour cette raison, elle était construite avec des parois relativement épaisses (3 mm) et usinée dans la masse. Les irradiations ont été faites la nuit et chacune a duré environ 14 heures.

A la fin de cette irradiation l'eau de la cible avait été bombardée par environ 10^{14} protons.

Pour calculer la section efficace des réactions nucléaires il est important de connaître avec autant de précision que possible le nombre de projectiles qui est passé à travers la cible pendant les irradiations. Dans les études utilisant des protons de haute énergie avec des durées d'irradiation supérieures à une demi-heure, on choisit généralement l'aluminium en feuille comme intégrateur de rayonnement Miller et Hudis, 1959). Pour ce faire on irradie une mince feuille d'aluminium au même endroit et en même temps que la cible réelle. La section efficace de la réaction ^{27}Al (p, 3pn)^{24}Na a déjà été mesurée avec précision. Un jour après l'irradiation, le rayonnement émis par les feuilles d'aluminium est mesuré au moyen d'un compteur β étalonné ; le rayonnement suivi est celui de ^{24}Na, qui a une période de 15 heures ; connaissant cette période on peut en déduire l'activité de ^{24}Na au moment où l'irradiation a pris fin. A ce moment l'activité de ^{24}Na est supérieure de plusieurs ordres de grandeurs aux activités des nucléides à longue période présents (principalement ^{22}Na), et peut être mesurée exactement avec facilité. Puisque la section efficace de cette réaction est bien connue à diverses énergies, on peut en déduire les flux de protons.

Le dispositif adopté pour placer les feuilles d'aluminium (qui ont chacune environ 1 mg/cm² d'épaisseur), dans le cas des cibles de Saturne, est indiqué sur la figure II-I. Ces feuilles ont la même surface exposée au faisceau que l'eau et, ainsi, elles ont intégré avec précision le nombre de protons qui a traversé la cible d'eau lors de chaque irradiation. Les feuilles sont maintenues par des plaques d'aluminium qui sont également indiquées sur la figure ; ces plaques étaient vissées solidement à la cible. Les mesures de flux, comparées aux estimations de flux données par les techniciens chargés du fonctionnement de Saturne, ont montré qu'il y avait un tiers des protons de 2,7 GeV produits qui bombardait la cible.

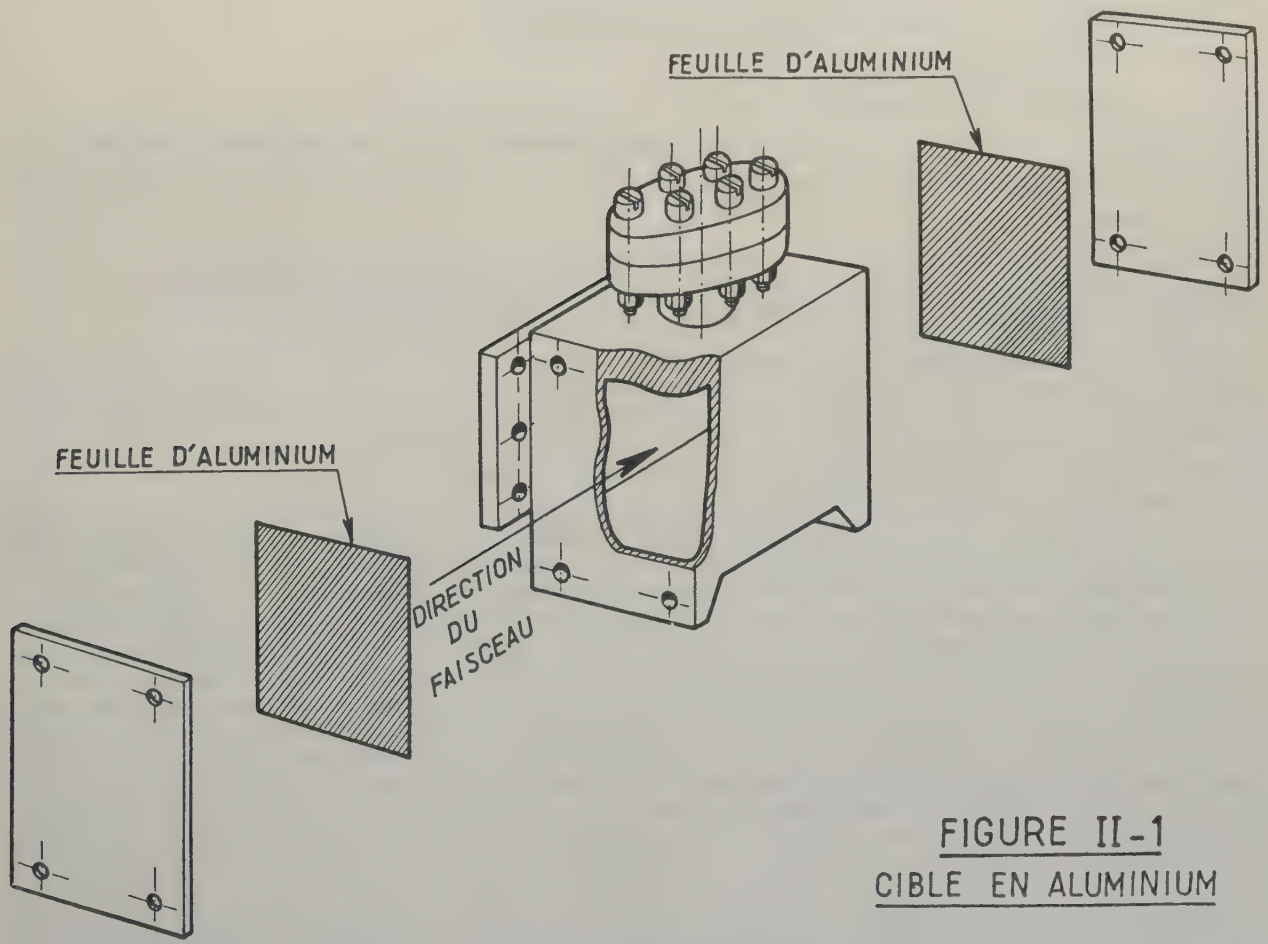


FIGURE II-1
CIBLE EN ALUMINIUM

Il est à remarquer que les neutrons qui contaminent le faisceau de protons sont la cause d'une certaine imprécision, car ils produisent dans le moniteur la réaction $^{27}Al\ (n, \alpha)^{24}Na$, qui a un seuil d'énergie très bas et une grande section efficace (Schmitt et Halpern, 1961). Ces neutrons proviennent de l'interaction des protons du faisceau avec les faibles quantités de gaz qui se trouvent encore dans le tube d'accélération où règne pourtant un vide très poussé ; ils peuvent être également produits dans les réactions ayant lieu dans la cible elle-même. Lors des irradiations que nous avons faites à Saturne, la feuille d'aluminium qui était placée à l'aval de la cible montrait une activité en ^{24}Na qui était de 10 % supérieure à celle que présentait la feuille d'aluminium placée en amont de la cible ; ceci était dû au fait qu'il y avait des neutrons secondaires produits dans la cible, et que ces neutrons étaient projetés en forte proportion dans la direction même du faisceau. Dans un article paru il y a quelques années (Fireman et Rowland, 1955) et qui traite d'irradiations du même genre faites avec des cibles semblables, on suggère de soustraire 11 % de l'activité présentée par la feuille située en amont pour corriger la quantité de ^{24}Na produite par les neutrons. Avec cette correction, nous avons utilisé l'activité mesurée dans les feuilles amont pour faire les calculs de flux.

Une correction supplémentaire doit être faite aux indications des moniteurs d'aluminium dans le cas des irradiations que nous avons faites à Saturne. La durée de ces irradiations étant de l'ordre de grandeur de la période de ^{24}Na il a fallu tenir compte de la décroissance de ^{24}Na pendant l'irradiation.

Si l'intensité du faisceau est constante, on peut écrire la formule :

$$\frac{N_T}{N_P} = \frac{\lambda\ t}{1 - e^{-\lambda t}}$$

où : N_T : quantité totale de nucléide produit (^{24}Na dans ce cas)

N_P : quantité de nucléide présent à la fin de l'irradiation

λ : constante radioactive de l'isotope

t : durée de l'irradiation.

Ainsi il suffit de multiplier l'activité de ^{24}Na à la fin de l'irradiation (activité obtenue par extrapolation de la courbe de décroissance) par la fraction $\frac{N_T}{N_P}$ pour obtenir l'activité totale de ^{24}Na produite dans la feuille d'aluminium.

Dans le cas des irradiations à l'accélérateur d'Orsay, qui n'ont duré qu'une heure, cette correction a été négligeable. Comme on le verra au Chapitre III, elle a au contraire été très importante dans notre travail concernant les réactions nucléaires à l'aide des ions lourds.

Les feuilles d'aluminium sont montées sur des plaques de plexiglas de 3 mm d'épaisseur et comptées sur un plateau situé à 3 cm environ de la fenêtre du compteur Geiger cloche. Ce dispositif de comptage a été étalonné par le Laboratoire de Mesures du Commissariat à l'Energie Atomique au moyen d'un compteur 4 π dont on connaissait bien les caractéristiques ; le rendement pour les rayons β de ^{24}Na a été trouvé égal à 4,7 ± 0,2 %, pour notre compteur.

L'étude de cette réaction avec des protons d'énergie comprise entre 40 et 150 MeV a été faite au moyen du synchro-cyclotron de la Faculté des Sciences de l'Université de Paris à Orsay. Là, l'intensité du faisceau était suffisamment forte pour que des irradiations externes durant environ une heure produisent des quantités mesurables de ^{14}C. Dans ces irradiations, 5×10^{14} protons environ passaient à travers chaque cible. Ce sont les cibles en verre pyrex indiquées sur la figure II-2 qui ont été utilisées. Le diamètre de la face perpendiculaire au faisceau était 36 mm, et deux épaisseurs d'eau ont été utilisées, 10 mm et 20 mm. Les cibles ont été remplies avec de l'eau distillée jusqu'à la base du goulot. Le tube latéral, qui sert aux séparations chimiques, était fermé durant les irradiations. Les cibles étaient fixées à 80 cm de la sortie du faisceau du cyclotron, pour essayer de réduire la contamination par les neutrons engendrés par la déflexion du faisceau dans l'accélérateur. Pour les faibles énergies utilisées dans ce cas, nous pensons que la contamination de la feuille-moniteur par les neutrons produits dans la cible n'est pas importante. Par conséquent, nous n'avons appliqué la correction de 11 % qu'aux feuilles-moniteur utilisées à Saturne.

La position de la feuille-moniteur dans l'irradiation d'Orsay est indiquée sur la Figure II-2. En pratique, elle était maintenue en place contre la face avant de la cible de pyrex. Elle était fixée préalablement sur une plaquette de matière plastique de 3 mm d'épaisseur, présentant un trou central, puis placée ensuite directement sous le compteur pour la mesure de ^{24}Na.

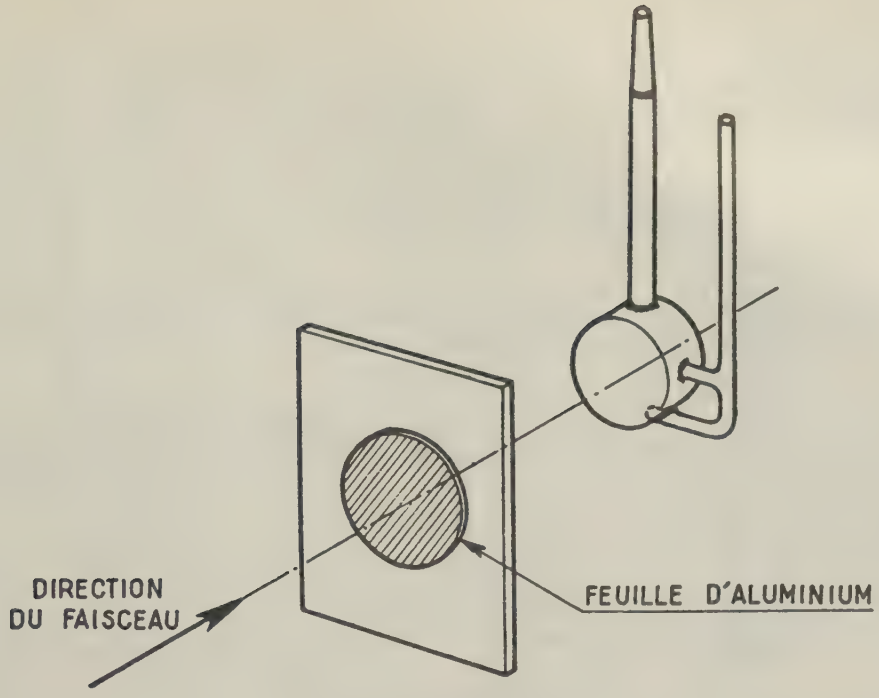


FIGURE II-2

CIBLE EN VERRE

Les irradiations étant espacées au moins d'une semaine, la même feuille et la même plaque ont servi pour la plupart des irradiations à Orsay.

Les faisceaux de protons d'énergie inférieure à 150 MeV ont été obtenus en plaçant des écrans d'aluminium d'épaisseurs variées à la sortie de ce faisceau.

II.1.2 - Traitements chimiques et comptage du ^{14}C.

Le carbone-14 produit dans les cibles peut se présenter sous trois formes : CO_2, CO ou carbone élémentaire. Cette dernière forme ne semble guère probable, car l'énergie de recul des noyaux de ^{14}C est très supérieure à l'énergie des liaisons chimiques. En outre, des études récentes sur la forme finale de ^{14}C produit dans l'azote de l'air par l'action des neutrons thermiques ont montré qu'il y avait 1 % au plus de l'activité du ^{14}C présente sous forme de carbone élémentaire, ou sous quelque autre forme non volatile, telle que des polymères de sous-oxydes du carbone (Pandow et al., 1960). Ceci suggère fortement que le carbone-14 produit dans les irradiations dont nous parlons ici était présent sous forme de CO ou de CO_2 dissous dans l'eau. Néanmoins, les traitements chimiques ont été faits de telle sorte que l'on soit sûr d'extraire même le carbone présent sous forme élémentaire.

On procède à l'extraction du radiocarbone après l'irradiation en faisant passer des bulles d'oxygène dans la solution chauffée. Ceci est effectué directement sur la cible de verre, en utilisant le tube latéral indiqué sur la figure II-2 ; dans le cas de la cible d'aluminium, l'eau avait au préalable été transférée dans un récipient en verre. Le gaz venant de l'eau passe ensuite sur de l'oxyde de cuivre chauffé pour oxyder tout l'oxyde de carbone en gaz carbonique. Ce dernier est alors collecté quantitativement dans une solution d'ammoniaque. En chauffant le récipient de verre, l'eau de la cible est évacuée par distillation ; puis le verre est fortement chauffé pour oxyder le ^{14}C présent éventuellement sous forme élémentaire. A ce moment, 0,5 gramme de charbon ajouté comme entraineur est brûlé et, ainsi, le gaz carbonique balayé par le courant d'oxygène entraîne tout le radiocarbone dans la solution d'ammoniaque. Le dispositif utilisé pour cette collection de ^{14}C à partir des cibles est indiqué sur la figure II-3.

On ajoute une solution de baryte à la solution d'ammoniaque et le carbonate de baryum précipite. Ce précipité est alors filtré, lavé et séché. Il est ensuite traité, purifié et compté de la façon habituelle dans l'installation de datage par le radiocarbone du Service d'Electronique Physique du C. E. A. (Perquis, Delibrias et David 1956).

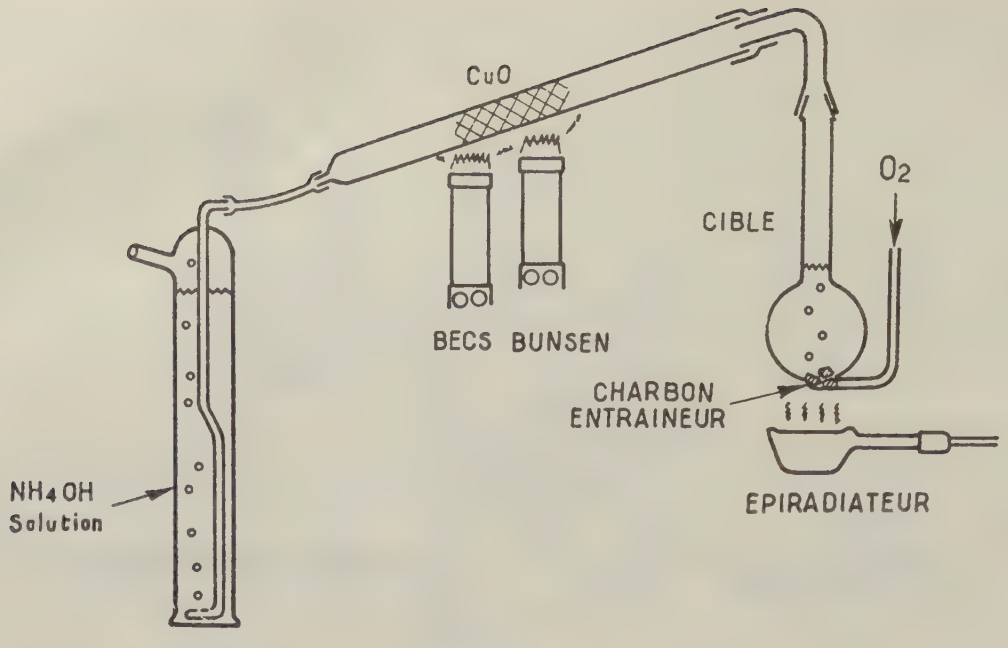


FIGURE II-3
TRAITEMENT CHIMIQUE DES CIBLES D'EAU

Le compteur a un volume de 1 litre, le gaz carbonique dégagé par l'attaque acide du carbonate de baryum est transféré dans le compteur et la pression est amenée à 1 atmosphère par addition de gaz carbonique inactif en quantité mesurée.

Le rendement de l'ensemble du traitement chimique comprenant le dégagement du gaz carbonique du carbonate, la purification et le remplissage du compteur varie de 60 à 90 %, et est soigneusement mesuré dans chaque cas. Le rendement de comptage du compteur est 88 %.

Le compteur est entouré par une couronne de compteurs Geiger en anticoïncidence, et l'ensemble est protégé par un important blindage de fer et de plomb (épaisseur minimale 20 cm). Le taux de comptage dû au bruit de fond de cet appareil est 4,8 ± 0,05 coups par minute. Des contrôles peuvent être effectués pour s'assurer du bon fonctionnement des circuits électroniques et de la non contamination par du radon. Dans la pratique, la durée du comptage est de deux jours au moins, ce qui permet une précision de mesure de quelques pour cent. Une expérience de plusieurs années dans le comptage par cette méthode rend les erreurs peu probables.

II.1.3 - Calcul des sections efficaces.

La première valeur à déterminer est le nombre total de protons qui sont passés à travers la cible. Ainsi qu'on l'a décrit plus haut, ceci a été évalué à partir de la quantité de ^{24}Na produit dans une feuille d'aluminium placée devant la cible, cette feuille ayant la même surface et la même forme que la section droite de celle-ci.

La courbe de décroissance de ^{24}Na, dessinée sur le papier semi-logarithmique, est extrapolée jusqu'à la fin de l'irradiation, la correction de la décroissance durant l'irradiation est faite et l'on tient compte du rendement de comptage du compteur Geiger cloche.

L'activité absolue de ^{24}Na dans la feuille, $A^{24}Na$, donne le nombre total d'atomes de ^{24}Na produits, $N^{24}Na$, en divisant par la constante radioactive $\lambda\,^{24}Na$:

$$N^{24}Na = \frac{A\,^{24}Na}{\lambda\,^{24}Na}$$

La formule suivante est alors utilisée pour obtenir le nombre de protons qui sont passés à travers la cible :

$$N^{24}Na = No\ (f \times t)\ \sigma$$

où : No = nombre d'atomes de la cible par cm^2 (dans le cas présent de la feuille d'aluminium, No est approximativement égal à $2,5 \times 10^{19}$ atomes/cm^2)

σ = section efficace pour la réaction, en cm^2

f x t = flux de protons du faisceau multiplié par la durée d'irradiation = nombre total de projectiles ayant traversé la feuille.

Les sections efficaces pour la réaction ^{27}Al (p, 3pn)^{24}Na ont été soigneusement mesurées et sont données dans la littérature. Celles qui ont été utilisées dans les calculs indiqués ici ont été tirées de la revue de Bruninx, 1961. Ces valeurs sont données dans la table II-1 :

Table II-1

Energie des protons	Section efficace ^{16}O (p, 3p)^{14}C	Longueur des cibles	Sections efficaces utilisées ^{27}Al (p, 3pn)^{24}Na
2,7 GeV	2,5)	40 mm	10,5 mb
2,7 GeV	1,9) 2,2 mb	40 mm	
2,7 GeV	2,6)	20 mm	
150 MeV	1,8)	20 mm	9,3 mb
150 MeV	1,5) 1,8 mb	20 mm	
150 MeV	2,1)	20 mm	
90 - 110 MeV	2,8 mb	20 mm	10,7 mb (115 MeV)
64 - 82 MeV	2,0 mb	20 mm	10,5 mb (85 MeV)
44 - 60 MeV	2,2 mb	20 mm	6,8 mb (65 MeV)
35 - 47 MeV	1,0 mb	10 mm	3,9 mb (55 MeV)

La suite du calcul utilise les deux mêmes équations pour le ^{14}C :

$$N^{14}C = \frac{A^{14}C}{\lambda\, ^{14}C}$$

L'activité de ^{14}C dans la cible, $A^{14}C$, a été corrigée pour les rendements d'extraction chimique et de comptage. La valeur de la période utilisée est 5760 ans (± 50).

La valeur (f x t) utilisée dans l'équation finale :

$$N^{14}C = No\ (f \times t).\ \sigma$$

a été tirée de la valeur trouvée pour ^{24}Na dans la feuille d'aluminium. No, ici, s'applique à l'eau, et a varié entre 3 et 13×10^{22} atomes/cm^2, suivant les différentes épaisseurs de cibles. De ces valeurs on tire σ, la section efficace pour la réaction ^{16}O (p, 3p)^{14}C. On l'exprime habituellement en millibarns (mb), 1 mb valant 10^{-27} cm^2.

II.2 - OBSERVATIONS ET DISCUSSION -

II.2.1 - Sections efficaces de ^{16}O (p, 3p)^{14}C à différentes énergies.

Les résultats obtenus dans ces irradiations sont résumés dans la table II-1. Les irradiations répétées à 2,7 GeV et 150 MeV ont, en partie, été faites pour déterminer expérimentalement la reproductibilité des valeurs obtenues ; elle est de ± 17 %. En fait, l'expérience que l'on a des travaux de ce genre indique qu'il est difficile de donner des résultats avec une précision meilleure que ± 25 %.

De toute façon, cette limite de précision est tout à fait suffisante pour discuter les observations de ^{14}C dans les météorites.

Une des irradiations à 2,7 GeV a été faite avec une cible plus mince, en vue d'estimer la contribution des secondaires lors de la production de ^{14}C par les protons de très haute énergie. Si l'effet de production par les secondaires est important, la section efficace dans la cible mince doit paraître plus faible que dans les cibles épaisses. Cependant, le résultat observé est légèrement en sens inverse, la cible mince donnant la valeur la plus grande pour la section efficace à 2,7 GeV. On peut donc conclure que l'effet des secondaires est sans importance pour la production de ^{14}C dans les irradiations à Saturne. A fortiori, c'est aussi le cas pour les irradiations à Orsay.

Après avoir démontré la reproductibilité des résultats des irradiations à 150 MeV à Orsay, on a considéré qu'il n'était pas nécessaire d'occuper inutilement l'accélérateur en répétant toutes les autres irradiations. Outre cela, puisque les réactions à plus basse énergie (excepté celle à 42 MeV) donnent la même section efficace à mieux que 25 % près, il semble très probable que ces résultats soient corrects. Comme l'on avait observé l'égalité des sections efficaces de la réaction $^{16}O(p, 3p)^{14}C$ pour 2,7 GeV et pour le groupe 60-150 MeV on a pensé qu'il n'était pas nécessaire de dépenser le coûteux temps d'irradiation à Saturne pour une mesure à 1 GeV. Les résultats obtenus pour de nombreuses autres réactions à haute énergie ont montré qu'il était probable que si l'on avait mesuré la section efficace à 1 GeV on aurait trouvé une valeur très voisine de celle obtenue pour 2,7 GeV (Bruninx, 1961).

La valeur plus faible de la section efficace à 42 MeV est en accord avec le fait que l'on approche du seuil de 22 MeV (au centre de masse). La cible utilisée à 42 MeV était plus mince que les autres cibles utilisées à Orsay, pour réduire au minimum la perte d'énergie des protons à travers la cible.

II.2.2 - Divers mécanismes de réaction.

L'explication classique d'une réaction nucléaire, selon le modèle du noyau composé, utilise l'hypothèse d'un état intermédiaire formé par la combinaison du noyau cible et du projectile, et ayant une durée de vie relativement longue.

Le projectile cède alors complètement son énergie au noyau composé et devient un nucléon ordinaire à l'intérieur de celui.

On sait maintenant que ce modèle décrit fort bien ce qui se passe dans le domaine des basses énergies, mais perd rapidement son intérêt lorsque l'énergie augmente.

Dans ce sens, des calculs récents (Metropolis et al., 1958 a) ont montré que la fraction du nombre des collisions nucléaires qui donne lieu à la formation d'un noyau composé décroît lorsque l'énergie croît, tout en augmentant lorsque le poids atomique de la cible augmente. Ainsi, lorsqu'on bombarde avec des protons de 100 MeV une cible de cuivre, 6 % des interactions inélastiques conduisent à la formation d'un noyau composé du modèle classique ; si la cible est du ruthérium-100, la fraction monte à 13 %, et à 30 % dans le cas de l'uranium-238. Avec des protons de 200 MeV, les fractions ont diminué jusqu'à 1 % dans le cas du cuivre-64 et du ruthénium-100, et jusqu'à 8 % dans le cas de l'uranium. L'examen des résultats ci-dessus amène à conclure que dans le cas de la réaction $^{16}O(p, 3p)^{14}C$ le noyau composé ne joue pas un rôle important aux énergies que nous avons étudiées.

Le mécanisme d'interaction directe (Serber, 1947) sépare en deux étapes les réactions nucléaires à haute énergie. Tout d'abord le projectile a tant d'énergie que son interaction dans le noyau a lieu seulement avec certains des nucléons individuels de celui-ci. Un certain nombre des nucléons frappés, et, ordinairement le projectile lui-même, quittent alors le noyau. Dans la seconde étape, le noyau résiduel se désexcite après un certain temps, de la même façon que le fait le noyau composé dans le modèle classique.

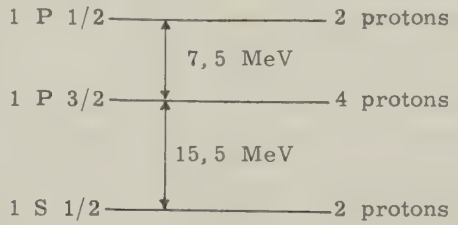
Au cours des dernières années, ce modèle est apparu de plus en plus valable aux hautes énergies, et il a servi de base à de nombreux calculs détaillés (Metropolis et al. 1958 a et 1958 b) (Dostrovsky et al. 1960 a, 1960 b et 1960 c). L'accord avec les résultats expérimentaux est satisfaisant.

Il semble que ce modèle d'interaction directe est celui qui convient dans le cas de la réaction $^{16}O(p, 3p)^{14}C$.

La première étape, dans le cas de cette réaction, est celle de la collision du projectile avec l'un des protons du noyau-cible, conduisant à la formation d'un noyau excité d'azote-15. Si l'on regarde ce processus plus en détail, on constate que c'est le cas où une seule collision se produit, entre le proton incident et un proton du noyau, et où les deux protons quittent le noyau sans autre interaction. Pour que cette réaction conduise à la formation de ^{14}C avec la section efficace observée,

il est nécessaire que le noyau résiduel d'azote-15 ait une énergie d'excitation supérieure à 10 MeV, afin de permettre l'évaporation ultérieure d'un proton. Dans ce mécanisme, le plus simple possible pour exciter le noyau d'azote-15, il est nécessaire que le proton chassé du noyau ait occupé auparavant un certain état d'énergie, et que dans le trou ainsi créé dans les états d'énergie par son départ, tombe un autre proton qui occupait un état d'énergie plus élevé. La différence entre ces deux états d'énergie est cédée au noyau d'azote-15.

Le modèle des couches nucléaires donne trois états d'énergie complètement remplis par les protons dans le cas du noyau d'oxygène-16 :



L'explication des notations relatives au modèle des couches nucléaires est donnée dans les traités classiques de physique nucléaire et ne sera pas reprise ici. La différence d'énergie entre les états 1P 1/2 et 1P 3/2 est obtenue à partir des résultats expérimentaux sur la réaction (p, 2p) sur ^{16}O, et on a estimé que la différence entre les niveaux 1P 3/2 et 1S 1/2 était approximativement la même que pour ^{12}C (Tyren et al., 1958).

Par exemple, si le proton éjecté lors du premier stade de la réaction occupait avant le niveau 1P 3/2, ce trou aurait été rempli par un proton 1P 1/2, qui aurait libéré 7,5 MeV, en tombant sur le niveau 1P 3/2, pour exciter le noyau ^{12}N.

S'il n'y a pas d'autre interaction dans le noyau lors de l'éjection de ce proton, cette énergie est insuffisante pour permettre l'éjection ultérieure d'un autre proton, conduisant à la formation de ^{14}C.

On peut donc conclure que le simple mécanisme à une seule collision n'est énergétiquement possible que si le proton éjecté appartient au niveau 1S 1/2, auquel cas l'énergie disponible pour l'excitation du noyau résiduel ^{15}N s'élèvera à 23 MeV.

Cependant, cette explication n'exclut pas de sérieuses difficultés. Le proton qui quitte le noyau d'azote-15 doit emporter suffisamment d'énergie pour que le noyau résiduel, qui est celui de carbone-14, ne soit pas laissé dans un état d'excitation tel qu'il ait tendance à se désintégrer à son tour. En effet, s'il lui reste une énergie supérieure à 8,2 MeV, il s'en évaporera un neutron et il deviendra un noyau de carbone-13 avant d'avoir eu le temps de se désexciter par émission d'une radiation électromagnétique. Le proton quittant le noyau d'azote-15 excité à 23 MeV doit subir une désexcitation de 15 MeV au moins pour que le noyau résultant de carbone-14 ne se change pas rapidement en ^{13}C. Sur ces 15 MeV, 10 MeV sont utilisés pour vaincre l'énergie de liaison du proton. Les 5 MeV restants doivent se retrouver sous forme d'énergie cinétique du proton. Cependant, l'examen des résultats des calculs relatifs à d'autres cas d'évaporations nucléaires (Dostrovsky et al. 1960 a) amène à conclure qu'il n'y a qu'une faible fraction des protons qui sont émis avec une telle énergie cinétique par le noyau d'azote-15 excité à 23 MeV. Donc, le mécanisme selon lequel il n'y aurait simplement qu'une seule interaction directe entre le noyau cible et le projectile ne peut expliquer une section efficace qui est de l'ordre de 2 mb.

Un autre mécanisme d'interaction directe peut-être avancé : c'est celui où le proton incident frappe un proton sur les niveaux 1P 3/2 ou 1P 1/2, et avant que le proton frappé ou que le proton incident ne s'en aille, une ou plusieurs collisions ont lieu et, de cette façon, l'énergie d'excitation du noyau d'azote-15 est accrue de la quantité juste suffisante pour l'émission d'un autre proton. De toute façon, la valeur relativement faible des sections efficaces de la réaction ^{16}O (p, 3p)^{14}C est due probablement en partie à la rareté des bas niveaux d'énergie dans ^{14}C et à leur nombre beaucoup plus grand dans ^{14}N (Ajzenberg et Lauritsen, 1955).

Si l'on compare la fonction d'excitation de la réaction ^{16}O (p, 3p)^{14}C avec celle d'autres réactions (p, 3p) récemment étudiées (Morrison, 1961), on constate avec intérêt que pour une réaction similaire ^{30}Si (p, 3p)^{28}Mg, la section efficace est également de 2 mb.

II.3 - ^{14}C DANS LES METEORITES PIERREUSES -

II.3.1 - Extraction de ^{14}C.

La valeur trouvée pour la fonction d'excitation de la réaction ^{16}O (p, 3p)^{14}C a permis de conclure à l'existence de quantités mesurables de ^{14}C dans les météorites pierreuses. La section efficace de 2,3 mb indique que l'on doit trouver entre 10 et 100 dpm de carbone-14 dans ces météorites, en supposant qu'elles sont restées au moins plusieurs dizaines de milliers d'années dans l'espace, soumises à un flux de protons qui est resté de l'ordre de grandeur de 1/cm²-sec/stéradian, avec une valeur moyenne d'énergie de 1 GeV, et une distribution en énergie indiquée sur la figure (Geiss, Oeschger, 1960). On a donc recherché ce nucléide dans les météorites, et à ce jour on a déterminé la teneur en ^{14}C de deux de celles-ci, Tataouine et Orgueil.

Le schéma de la figure II-4 indique la méthode utilisée pour l'extraction de cet isotope. L'oxygène est tout d'abord purifié des composés volatiles du carbone qu'il peut contenir par passage à travers un four à oxyde de cuivre, qui oxyde en particulier CO éventuellement présent en CO_2. Tout le CO_2 est alors arrêté dans la solution d'ammoniaque placée en amont du grand four. L'oxygène, purifié de CO et CO_2, passe alors sur l'échantillon de météorite pierreuse fondu dans le four à résistance qui est porté à 1250 - 1500°C, pendant 48 heures. Pendant ce temps, le carbone de la météorite a été converti en CO ou CO_2 et entraîné par le courant d'oxygène. Un autre four à oxyde de cuivre oxyde CO en CO_2 et celui-ci est complètement absorbé dans la solution d'ammoniaque finale.

On a vérifié cette méthode de séparation en irradiant une cible de verre avec des protons du synchrocyclotron de la Faculté des Sciences d'Orsay. L'énergie utilisée était suffisamment basse pour que la réaction ^{16}O (p, 3p)^{14}C soit la principale responsable de la production de ^{14}C. La section efficace de cette réaction était tirée des résultats des irradiations de cibles d'eau, et l'intensité du faisceau de protons avait été mesurée au moyen de l'activité prise par une feuille d'aluminium placée devant la cible.

Le verre, avec addition de charbon comme entraîneur, a été chauffé pendant 48 heures dans un appareil semblable à celui qui est dessiné sur la figure II-4, et le carbone a été recueilli de la manière indiquée plus haut. L'activité de ^{14}C mesurée a été trouvée en bon accord avec l'activité attendue dans le verre. On a ainsi vérifié l'extraction totale de ^{14}C d'un échantillon solide par le procédé indiqué ci-dessus.

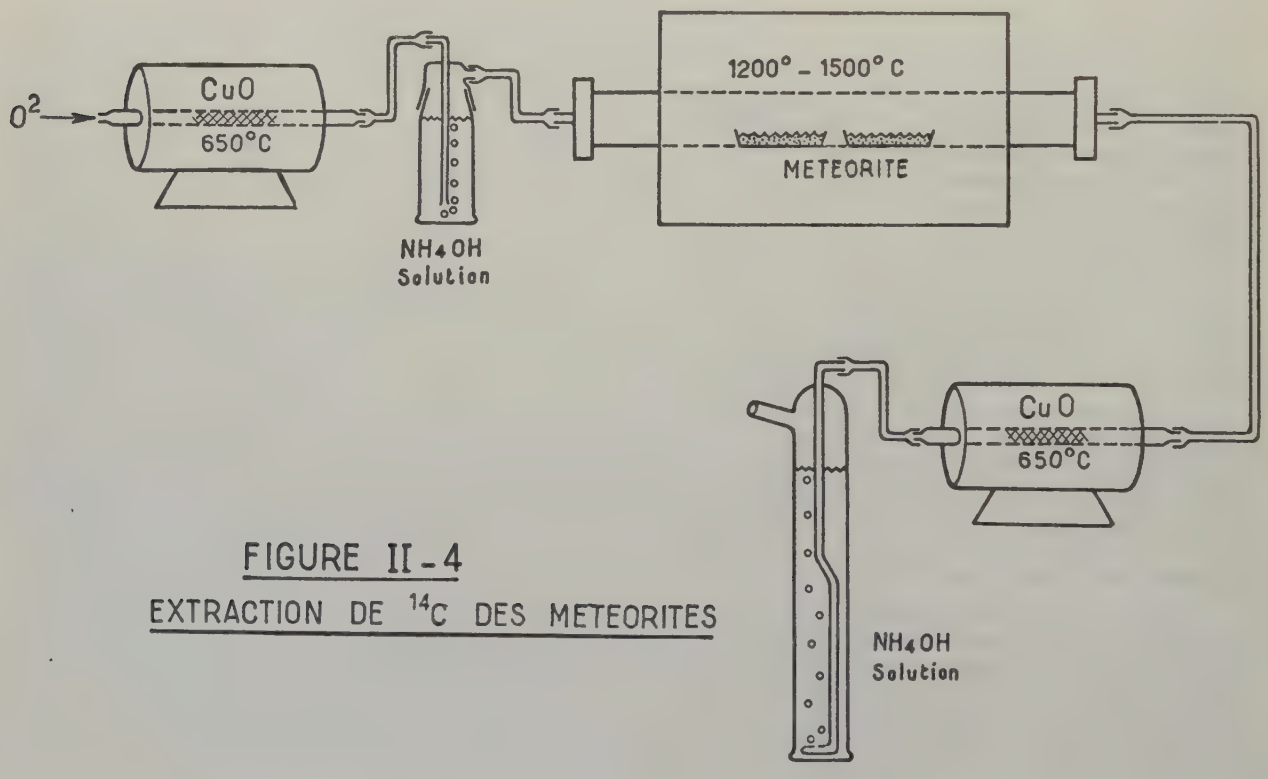


FIGURE II-4

EXTRACTION DE ^{14}C DES METEORITES

II.3.2 - Observations et discussion.

La détermination de la valeur de la section efficace de la réaction ^{16}O (p, 3p)^{14}C est extrêmement importante si l'on veut estimer la teneur en ^{14}C des météorites pierreuses, car la moitié environ des atomes de celles-ci sont des atomes d'oxygène. Par ailleurs, la probabilité de production de ^{14}C par les autres atomes des météorites peut être estimée par comparaison avec des résultats de réactions semblables, déjà publiés. Cette comparaison n'est possible que si elle porte sur des éléments cibles ayant au moins une dizaine d'unités de masse de plus que le carbone-14. Par ce moyen, en utilisant des valeurs de sections efficaces obtenues pour la production de ^{14}C à partir de cibles d'aluminium (Bruninx, 1961), on peut estimer, en tenant compte du fait que ^{14}C est un noyau pair-pair, la valeur de la section efficace que l'on obtiendrait avec des cibles de silicium et de magnésium, dont les atomes forment environ le quart de ceux des météorites pierreuses : cette valeur pour ^{14}C est 2 mb environ pour des protons d'énergie supérieure à 100 MeV. Pour des cibles de fer et de nickel, la section efficace de production de ^{14}C obtenue par comparaison avec la valeur de section efficace mesurée pour la production de ^{13}N, n'est que de quelques dixièmes de millibarn à 1 BeV, et décroît rapidement avec l'énergie (Dostrovsky et al., 1961).

Une comparaison de ces sections efficaces pour la production de ^{14}C avec la section efficace des réactions ^{56}Fe (p, pnα)^{51}Cr, qui est 25 mb à 730 MeV (Arnold et al. 1961), sera utile pour la discussion de la teneur en ^{14}C trouvée dans les météorites pierreuses. Cette réaction est semblable à la réaction ^{16}O (p, 3p)^{14}C et, pour cette raison, on peut espérer que les effets dûs au spectre d'énergies des protons primaires du rayonnement cosmique, d'une part, et à la contribution des particules secondaires dans les météorites, d'autre part, seront comparables dans les deux cas.

A cause de sa période courte (27 jours)^{51}Cr a été mesuré seulement jusqu'ici dans la météorite pierreuse Bruderheim (Honda et al., 1962).

Météorite	% Fe	dpm ^{51}Cr/kg
Bruderheim	24 %	110

La teneur en ^{51}Cr correspond à une activité de 4,5 dpm par kilog, pour 1 % de fer dans cette météorite ; c'est-à-dire, que pour les météorites pierreuses dont la teneur moyenne en fer est 11 %, on peut attendre une activité de 11 × 4,5 = 50 dpm ^{51}Cr/kg.

Or, après une comparaison des sections efficaces des réactions ^{16}O (p, 3p)^{14}C et ^{56}Fe (p, pnα) ^{51}Cr (2 mb et 25 mb respectivement), sachant que le ^{14}C peut-être produit à partir de pratiquement tous les atomes des météorites pierreuses tandis qu'il y a seulement 11 % de fer pouvant produire le ^{51}Cr, on peut prévoir le même ordre de grandeur d'activité due au ^{14}C et au ^{51}Cr dans les météorites pierreuses.

Sur la table II-2 on a indiqué les activités que nous avons trouvées dans les météorites Tataouine et Orgueil. Des fragments de ces météorites nous ont été donnés par le Professeur Orcel : ils faisaient partie de la collection du Muséum National d'Histoire Naturelle, à Paris.

Table II-2

^{14}C dans les météorites

	"Tataouine"	"Orgueil"
Type de Météorite	asiderite	chondrite carbonée
Date de la chute	27 Juin 1931	14 Mai 1864
Lieu de la chute	Tataouine, Tunisie	Orgueil, France
Poids traité	96,5 g	17,1 g
Activité spécifique du ^{14}C	10 dpm/100 g	8,2 dpm/100 g

L'échantillon de Tataouine a fait l'objet de deux fusions et collections de carbonate, de 48 heures chacune. L'activité due au ^{14}C, collectée dans le second traitement était moins que 5 % de celle que l'on a collectée dans le premier, ce qui tend à confirmer le haut rendement de collection du premier traitement de 48 heures. Dans le cas de Tataouine, on a ajouté à l'échantillon de cette météorite une petite quantité de charbon comme entraîneur ; dans le cas d'Orgueil qui contient 3 % de carbone, on n'a pas ajouté d'entraîneur.

Les activités dues au ^{14}C trouvées dans ces météorites de pierre sont du même ordre de grandeur que les valeurs attendues d'après la quantité de chrome-51 trouvée par Honda et al. dans la météorite Bruderheim.

Ce résultat est important pour la connaissance de l'histoire du rayonnement cosmique. Récemment en effet, une étude approfondie concernant l'abondance des nucléides produits par spallation dans le météorite Aroos a été publiée (Arnold et al., 1961). A l'aide de mesures effectuées avec les grands accélérateurs, on a pu déterminer, par ailleurs, la section efficace de production de nucléides ayant des périodes de 16 jours à 10^9ans dans les météorites. On a trouvé en comparant ces deux séries de mesure que tous les isotopes sont présents en quantité attendue, on peut donc conclure que l'intensité du rayonnement cosmique a été approximativement constante depuis 10^9 ans, le long de la trajectoire suivie par Aroos.

Toutefois, il y avait une lacune pour la période comprise entre plusieurs centaines et quelques milliers d'années, parce que, jusqu'ici, aucun isotope avec une période de cet ordre de grandeur n'avait été mesuré dans les météorites. Maintenant, avec les résultats concernant le ^{14}C donnés ici, on peut dire que l'intensité du rayonnement cosmique n'a pas beaucoup varié pendant cette période : on peut dire, grossièrement, qu'elle n'a été ni trois fois plus faible, ni trois fois plus forte, que l'intensité mesurée actuellement (environ 1P/cm^2-sec/stéradian), tirée de la densité de tritium (période 12 ans) trouvée dans les météorites pierreuses. Ceci est en accord avec le fait que l'activité due au ^{14}C, sur la terre, déduite de la comparaison entre les datages pour ^{14}C et les données historiques, semble aussi avoir été constante durant les 5 000 dernières années. Dans ce dernier cas, la constance est assurée à mieux que 20 % (Kulp et Volchok, 1953), (Rosholt et al., 1961).

III - RÉACTIONS NUCLÉAIRES DE ^{16}O, ^{14}N ^{12}C AVEC LE CARBONE

III.1 - TECHNIQUE DES EXPERIENCES -

Les irradiations nécessaires à cette étude ont été effectuées à l'aide de l'accélérateur linéaire à ions lourds (Hilac) de l'Université de Yale (Etats-Unis) pendant la période d'Avril 1958 à Février 1959.

A cette époque, l'appareil ne pouvait encore accélérer les ions légers que jusqu'à 10 MeV par nucléon, c'est-à-dire 160 MeV pour ^{16}O, 140 MeV pour ^{14}N et 120 MeV pour ^{12}C. Le faisceau était "pulsé" à la fréquence de 3 impulsions à la seconde, avec une durée de 2 msec par impulsion. Ce travail ayant été commencé pendant la période de mise en route de l'accélérateur Hilac, nous avons dû utiliser, au début, un faisceau d'intensité relativement faible. Cependant, cette intensité a crû rapidement et est devenue finalement trop importante pour notre expérience : la chaleur dégagée dans la cible faisait fondre à différentes reprises les feuilles de polyéthylène qui la constituaient et les soudait ensemble, ce qui faisait alors échouer l'expérience. Pour cette raison il n'a pas été possible d'utiliser l'intensité maximale du faisceau pour les irradiations longues.

Afin de diminuer la correction pour la décroissance pendant les irradiations, les données relatives aux activités à vie courte furent obtenues en effectuant des bombardements intenses pendant des durées de l'ordre de 10 minutes ; cette durée s'est avérée suffisante pour obtenir de bonnes statistiques de comptage pour tous les isotopes mesurés, excepté le sodium-22 (T = 2,58 ans). Les données pour ce nucléide furent obtenues par des irradiations de 2 à 3 heures, correspondant à environ 10^{13} projectiles frappant notre cible. L'activité de ^{22}Na produite était encore faible, dans ce cas, et des comptages de longues durées furent nécessaires pour obtenir de bonnes statistiques.

Lors de quelques irradiations préliminaires nous avons tenté d'utiliser des feuilles de carbone pur. Ces feuilles étaient obtenues en chauffant du papier filtre pressé entre 2 plaques d'acier inoxydable, à 700°C pendant plusieurs heures, dans une atmosphère d'azote. Cette sorte de cible a été finalement abandonnée parce qu'elle s'est révélée être très absorbante et pratiquement impossible à dégazer sous vide. Plutôt que d'accepter des contaminations dues à cette absorption nous avons préféré utiliser des feuilles de plastique contenant de l'hydrogène. Comme nous le montrerons plus tard, les réactions avec des ions lourds sur l'hydrogène produisent de l'activité dans les feuilles et il convient d'effectuer des corrections.

Les cibles utilisées pour ces irradiations étaient constituées par des piles de 13 feuilles de polyéthylène $(CH_2)n$, d'épaisseur 3,2 mg/cm² environ. L'épaisseur des feuilles variant de ± 10 % elles furent chaque fois pesées individuellement. L'épaisseur totale des 13 feuilles (42 mg/cm² environ était suffisante pour arrêter complètement le faisceau d'ions lourds utilisé. La pile de feuilles était maintenue dans un support spécial qui laissait une surface circulaire, de diamètre 2,5 cm, exposée au faisceau. Pour les irradiations internes, le support avec les feuilles était disposé dans un cylindre de Faraday. La figure III-1 montre le dispositif utilisé comme cible. La mesure des charges collectées au cours de l'irradiation par le cylindre de Faraday était effectuée à l'aide d'un amplificateur à condensateur vibrant.

Au moyen d'une feuille placée à la sortie de l'accélérateur, les projectiles se trouvaient complètement dépouillés de leurs électrons avant de frapper la cible. Les électrons accidentels dans le faisceau étaient extraits par deux aimants permanents placés derrière la feuille destinée à cette rupture en vol. Ce dispositif nous a servi de moniteur au cours des expériences. En pratique, seuls les flux intégrés lors des irradiations de longues durées ont été ainsi étalonnés, et on a déterminé par ce procédé le nombre de projectiles reçus lors des irradiations plus courtes en normalisant les activités de ^{24}Na ou de ^{18}F observées dans chacune des irradiations.

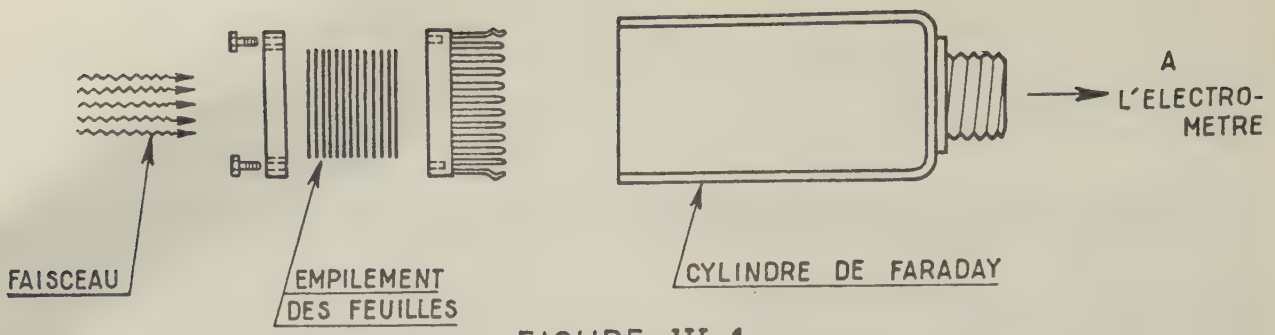


FIGURE III-1

CIBLE POUR L'IRRADIATION PAR IONS LOURDS
DE L'EMPILEMENT DES FEUILLES

Au moyen d'une feuille placée à la sortie de l'accélérateur, les projectiles se trouvaient complètement dépouillés de leurs électrons avant de frapper la cible. Les électrons accidentels dans le faisceau étaient extraits par deux aimants permanents placés derrière la feuille destinée à cette rupture en vol. Ce dispositif nous a servi de moniteur au cours des expériences. En pratique, seuls les flux intégrés lors des irradiations de longues durées ont été ainsi étalonnés, et on a déterminé par ce procédé le nombre de projectiles reçus lors des irradiations plus courtes en normalisant les activités de ^{24}Na ou de ^{18}F observées dans chacune des irradiations.

III.1.1 - Méthode de comptage et décomposition des courbes de décroissance.

Les isotopes observés au cours de ce travail et leur période sont :

^{13}N	10,0 minutes
^{11}C	20,0 minutes
^{18}F	112,0 minutes
^{24}Na	15,0 heures
^{22}Na	2,6 ans

De plus, nous avons essayé de mesurer l'oxygène-15 de période 2 min. Mais, à cause de la présence de nombreux autres éléments à vie plus courte qui gêne la séparation des courbes de décroissance, il n'a pas été possible d'obtenir de résultats pour ^{15}O. L'activité de ^{7}Be (T = 53 jours) a pu être mesurée dans certains cas ; mais à cause du fait que nous ne pouvions seulement détecter que 11 % de sa croissance et que l'efficacité de détection est moindre pour les rayons γ que pour les rayons β, les informations obtenues pour cet isotope sont très imprécises. ^{14}C, ^{3}T, ^{10}Be et ^{26}Al n'ont pas été étudiés à cause de leur faible activité, due à leur longue période. Cependant, les cinq isotopes qui ont pu être mesurés avec précision apportent des données significatives sur le mécanisme des réactions nucléaires avec les ions lourds.

Après les irradiations, les feuilles de polyéthylène étaient retirées de leur support et placées individuellement au centre des plaquettes standards pour le comptage des échantillons. Les feuilles étaient alors couvertes d'une fine pellicule de mylar et les bords soigneusement pliés.

Nous avons trouvé que les cibles pouvaient être retirées de l'accélérateur et les feuilles montées, prêtes pour le comptage, en cinq minutes environ ; ce délai très court, indispensable pour pouvoir séparer les activités de ^{13}N et de ^{11}C, est une performance assez bonne si l'on considère que l'accélérateur et le dispositif de comptage n'étaient pas dans le même bâtiment.

Les comptages ont été effectués à l'aide de compteurs à fenêtre mince, à circulation gazeuse, utilisant le gaz P-10 (10 % méthane, 90 % argon). Ces compteurs fonctionnaient en régime proportionnel ; l'ensemble électronique utilisé, amplificateur, haute-tension, échelles, venait de "Technical Measurements Corporation" (New Haven, Connecticut, Etats-Unis). Le temps de résolution était 2μsec et le bruit de fond était environ 8 cpm. L'efficacité de comptage, différente pour chaque isotope, était 45 %, 40 %, 32 %, 45 %, et 30 % pour ^{13}N, ^{11}C, ^{18}F, ^{24}Na et ^{22}Na, respectivement. En pratique, deux ou trois compteurs identiques furent utilisés afin de compter les feuilles aussi rapidement que possible. Pendant la première demie-heure des comptages de 30 secondes furent

repetes sur les différentes feuilles, ce qui signifie que chaque feuille était comptée toutes les 5 minutes. Après quoi, la durée des comptages était graduellement augmentée afin d'observer les isotopes à vie plus longue, présentant des activités spécifiques plus faibles.

Un jour après l'irradiation, l'activité principale dans les feuilles était due à ^{24}Na, qui était ensuite compté plusieurs fois pendant les deux jours suivants.

Une semaine après l'irradiation, il restait seulement ^{22}Na. ^{7}Be n'a pas pu être observé à l'aide des compteurs à circulation gazeuse puisque leur rendement de détection est inférieur à 0,1 % pour les γ de 0,48 MeV de ce nucléide.

En résumé, les comptages furent conduits de telle façon que les courbes de décroissance de l'activité totale puissent être tracées pour chaque feuille.

La décomposition des courbes de décroissance est un procédé standard utilisé dans les études de réactions nucléaires : les courbes sont tracées sur du papier semi-logarithmique ; l'origine des temps est la fin de l'irradiation. La radioactivité encore présente après une semaine est entièrement due à ^{22}Na dont la période est suffisamment longue pour que sa décroissance puisse être négligée, si bien que l'activité du sodium-22 peut être soustraite, à tout moment, de l'activité totale observée ; après quoi la courbe de décroissance composée est retracée et la plus longue période suivante peut de nouveau être retranchée de l'activité totale. Ici, c'est le sodium-24 (ou le fluor-18 dans le cas où ^{12}C est utilisé comme projectile). Un jour après l'irradiation, tous les autres isotopes ont décru et l'on pouvait voir que l'activité restante présentait bien une période de 15 heures.

La droite de décroissance a été tracée en prenant pour période la valeur donnée par Tobailem (1955), plutôt que la valeur déduite de chaque courbe. On obtient ainsi une meilleure précision. La droite, extrapolée ensuite jusqu'à la fin de l'irradiation, détermine alors l'activité initiale de ^{24}Na. La contribution de ^{24}Na est ensuite soustraite de la courbe de décroissance ; le même procédé est utilisé pour séparer ^{18}F de période 112 minutes et obtenir la valeur de son activité à la fin de l'irradiation.

La courbe restante est un mélange de 2 courbes de décroissance : celle de ^{13}N, période 10 min, et celle de ^{11}C, période 20 min. Malheureusement, ces périodes sont trop proches pour que la méthode utilisée ici permette la mesure de ces deux éléments avec une précision suffisante. Un autre procédé a dû alors être utilisé. Il consiste à tracer des courbes composées contenant des proportions précises de ^{13}N et ^{11}C, à la même échelle que les courbes de décroissance. Une inspection visuelle faite à l'aide d'une boîte ou simplement d'une fenêtre permet d'ajuster la courbe réelle à l'une des courbes construites et on a ainsi une assez bonne détermination des activités dues à ^{13}N et ^{11}C.

La figure III-2 montre quelques unes des courbes construites. On voit, par les différences relativement petites entre les courbes, combien la séparation de ^{13}N et ^{11}C est difficile.

III.1.2 - Vérification chimique de la présence du sodium-22.

A cause de l'ionisation intense subie pendant l'irradiation par les ions lourds, la structure des feuilles de polyéthylène est modifiée et elles ne peuvent être dissoutes dans aucun solvant courant. Les feuilles sont alors brûlées en atmosphère d'oxygène dans des creusets en platine ; les activités à longue période sont entraînées avec 5 cm^3 d'une solution de Na Cl 0,001 M et $Be(NO_3)_2$ 0,001 M et comptées entre les énergies 0,49 et 0,53 MeV, à l'aide d'un scintillateur à puits. En utilisant une bonne protection et en évitant soigneusement toute possibilité de contamination, le bruit de fond est réduit à moins de 3 cpm dans la bande d'énergie ci-dessus. On a trouvé que l'activité à longue période des cibles était extraite avec une efficacité de 90 % au moins. Les activités mesurées au cours de cette identification chimique ont varié entre 8 et 0,5 cpm.

Le beryllium est précipité par l'ammoniaque et les filtrats contenant le sodium sont comptés dans le cristal à puits. On n'observe ainsi qu'une faible perte d'activité. On marque les filtrats contenant le sodium-22, de longue période, avec de petites quantités de sodium-24 mesurées dans le compteur à puits. Les filtrats sont passés ensuite à travers une petite colonne échangeuse d'ions, et celle-ci est éluée avec une solution molaire de Na Cl. L'échantillon le plus actif collecté dans chaque filtrat (contenant environ 1/3 de l'activité initiale en ^{24}Na) est compté dans le cristal à puits.

Nous opérons de telle façon que le tube à essais qui collecte cette fraction est celui-là même qui est utilisé pour la solution initiale et, de cette façon, on détermine la fraction exacte de sodium-24 récupéré. Après 2 semaines, l'activité du sodium-24 a complètement disparu et les comptages sont alors effectués sur les éluats pour mesurer les activités à longue période de la solution

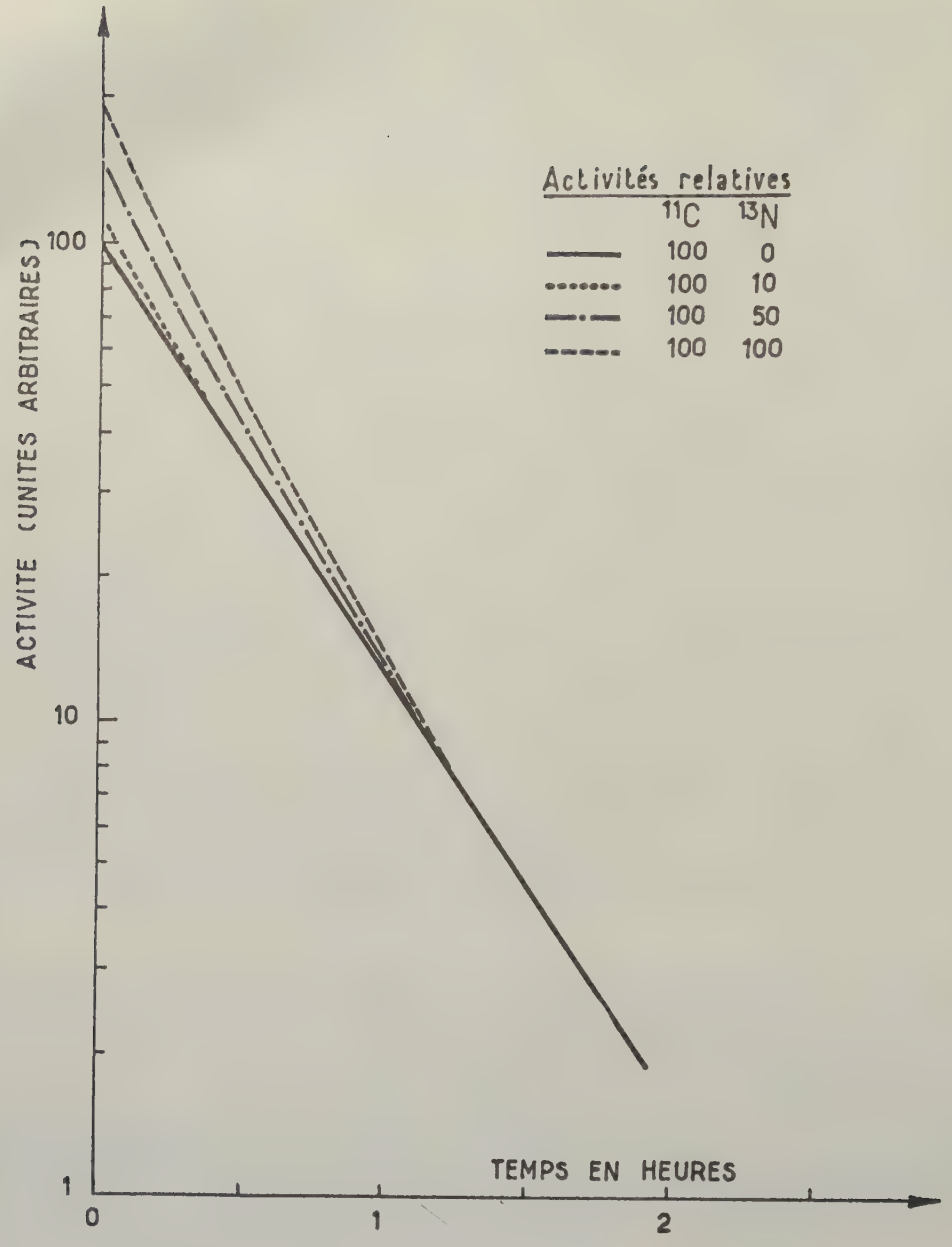


FIGURE III-2

COURBES DE DECROISSANCES

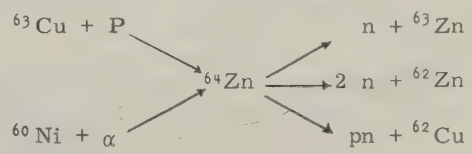
initiale. Les rapports entre les activités de ^{24}Na ajoutées dans la colonne échangeuse et celles obtenues dans les différentes fractions prélevées (corrigées pour la décroissance) sont les mêmes que les rapports entre les activités à longue période introduites et celles récupérées dans les diverses fractions, dans les limites de précision statistique des comptages. Auparavant on a déterminé à l'aide de différents indicateurs que ce processus n'est valable que pour le sodium-22. De cette façon, on est sûr que l'activité β à longue période dans nos échantillons est bien due à ^{22}Na.

III.2.1 - Mécanisme des réactions nucléaires à ions lourds.

Il y a trois types de mécanismes de réactions nucléaires qui peuvent être envisagés ici. Le plus important est la théorie bien connue du noyau composé qui fut énoncée par Niels Bohr, (1937). Cette théorie établit que les réactions nucléaires, au moins celles à basses énergies, comportent la formation d'un état intermédiaire qui est dû à la combinaison du projectile et du noyau cible, l'énergie apportée par le projectile étant répartie entre les divers nucléons du noyau composé. Ceci est raisonnable si la vie du noyau composé est longue par rapport aux périodes de vibration et de rotation du noyau. La désintégration du système par émission d'une particule chargée ou d'une radiation électromagnétique, est considérée comme un processus séparé, indépendant du mode de formation du noyau composé : un nucléon est émis du noyau composé si, comme résultat de fluctuations statistiques, une énergie et une quantité de mouvement suffisantes arrivent à être concentrées sur un seul nucléon.

Dans le cas de réactions à ions lourds une modification du noyau composé ordinaire peut se produire. Les collisions avec ions lourds sont caractérisées par un noyau composé résultant, ayant une grande énergie rotationnelle (Beringer et Knox, 1961). Ce mouvement rotationnel entraîne une déformation du noyau composé, abaissant ainsi la barrière de potentiel. Ceci cause une émission préférentielle de protons et spécialement de particules alpha. Cependant, l'importance de cet abaissement de la barrière coulombienne pour les systèmes relativement légers étudiés ici n'est pas bien connue ; pour cette raison, nous examinerons une réaction produisant un important mouvement rotationnel.

La théorie des noyaux composés peut être vérifiée d'une façon simple, en formant le même noyau composé avec deux systèmes cible-projectile différents et en comparant leurs produits de désintégration. Ceci a été fait admirablement par Ghoshal, (1950), qui a examiné le noyau composé excité ^{64}Zn, formé par deux méthodes différentes indiquées ci-dessous :



Trois modes de désexcitation de ce noyau composé sont observables et on a montré que les fonctions d'excitation par bombardement de ^{63}Cu par des protons étaient presque identiques à celles du bombardement de ^{60}Ni par des alphas. Ceci était une excellente confirmation de l'existence réelle du noyau composé.

Cependant, de plus puissants accélérateurs entrant en service, on a trouvé que des bombardements avec des protons de plusieurs dizaines de MeV, ne conduisaient plus à la formation de noyaux composés. Le mécanisme de ces réactions est expliqué en utilisant l'hypothèse de l'interaction directe de Serber, (1947) qui a été discutée dans la section II. Dans le travail décrit ici, les ions lourds ont une énergie maximale de 10 MeV par nucléon et, par conséquent, une importante contribution du mécanisme de Serber aux sections efficaces est improbable.

Un autre type de réaction nucléaire qui joue un rôle dans les études avec ions lourds est la réaction de "Rupture en vol". On avait d'abord remarqué dans les bombardements avec deutons à faible énergie, que la réaction (d, p) se produisait avec des sections efficaces élevées, même quand l'énergie des deutons était bien en dessous de la barrière de potentiel. Dans ces réactions, contrairement aux réactions avec noyau composé, les protons associés à ces réactions ne sont pas émis d'une façon isotrope dans le système du centre de masse, mais d'une façon très directionnelle, vers l'avant. De plus, les protons ont d'habitude presque la même vitesse que celle du faisceau de deutons original. Ces phénomènes ont été en fait expliqués par Oppenheimer et Phillips, (1935) comme étant dus au fait que la moitié du deuton participe à la réaction, l'autre moitié, le proton, continuant son chemin en étant seulement légèrement affectée par la rupture de liaison. Dans le cas du deuton, c'est le plus souvent le neutron qui réagit parce que la répulsion coulombienne repousse le proton.

La réaction de rupture en vol est strictement un processus nucléaire de surface et ne se produirait pas dans le cas d'une collision centrale du projectile et des noyaux de la cible. La rupture en vol est le processus le plus commun dans les réactions avec deutons, mais il est aussi observé lorsqu'on utilise d'autres noyaux de masse $A>2$ comme projectiles. Comme nous le verrons plus loin, c'est un mécanisme très important dans les réactions à ions lourds étudiées ici.

Un mécanisme entièrement nouveau, utilisable spécifiquement pour les réactions avec ions lourds, A>4, a été proposé pour expliquer quelques résultats obtenus par le groupe du Cyclotron de Birmingham (Chackett et al., 1954). Contrairement aux mécanismes déjà cités, il est controversé et n'a pas reçu, jusqu'à présent, de traitement mathématique réel. Selon ce mécanisme l'énergie requise pour dissocier l'azote-14, qui est un projectile-ion lourd typique, en trois alpha, un proton et un neutron, est seulement 19,8 MeV ; cette énergie est comparable à celle des barrières de potentiel coulombien, même dans le cas des noyaux les plus lourds ; elle est moindre que celle des barrières masse-énergie (Q) de la plupart des réactions, en excluant celles de rupture en vol ordinaire. Le mécanisme lui-même, appelé réaction "Buckshot", ou réaction "chevrotine", repose sur l'idée que, dans beaucoup de réactions nucléaires à ions lourds, une part importante de rupture en vol prend place ; dans le cas de l'azote par exemple une ou plusieurs parties du noyau d'azote sont capturées, le reste s'échappant avec peu de déflexion.

On peut considérer ^{14}N, une fois dans le champ du noyau-cible, comme étant composé de trois alpha, d'un proton et d'un neutron presque indépendants les uns des autres, et se représenter alors la cible comme n'étant pas heurtée par un seul projectile, mais par une pluie de projectiles. Dans les expériences spécifiques qui doivent être discutées ici, utilisant le carbone comme cible, selon le mécanisme à chevrotine on est amené à considérer également le noyau de la cible comme un amas de particules, qui sont ici trois particules α, avec des liaisons relativement lâches. La dissociation de ^{12}C en trois alpha requiert seulement 7,3 MeV (^{16}O donnant quatre alpha requiert 14,4 MeV. En raison de la faible énergie de dissociation de ^{12}C le mécanisme à chevrotine pourrait être très valable pour expliquer les résultats expérimentaux de ce travail.

La dissociation de ^{12}C accéléré à haute énergie en 3 α a, d'autre part, été clairement mise en évidence dans une étude avec des émulsions nucléaires (Miller, 1951). C'est un appui supplémentaire pour utiliser ce type de mécanisme.

III.2.2 - Rendement en fonction de la profondeur dans la pile de feuilles.

La décomposition des courbes de décroissance de l'activité observée dans les feuilles donne les activités de chaque isotope à la fin de l'irradiation. Cette séparation est effectuée individuellement pour chaque feuille et on obtient ainsi un nombre important de données à traiter : environ cinquante activités pour chaque irradiation courte et approximativement vingt-cinq pour chacune des longues irradiations. Comme nous le verrons ici, et dans la section suivante, les calculs arithmétiques que comporte ce travail sont très importants et ont utilisé une partie importante du temps consacré à ce problème.

Les activités mesurées à la fin de l'irradiation furent corrigées par les opérations suivantes :

a) correction pour l'efficacité de comptage

b) correction pour la décroissance du nucléide qui a lieu pendant le bombardement

c) correction pour les épaisseurs variables des feuilles

d) division par la constante de désintégration, pour traduire l'activité en nombre d'atomes

Le nombre d'atomes de chaque isotope produit par unité d'épaisseur de cible est appelé le rendement et ces rendements sont indiqués sur les figures III-3, III-4 et III-5, en fonction de la profondeur dans la pile de feuilles. On voit qu'il y a de grandes variations dans le rendement (les ordonnées sur le diagramme sont logarithmiques) et dans la forme de la distribution en profondeur.

III.2.3 - Rendements des réactions ^{12}C (^{12}C. . . . .)

Dans la figure III-3, les produits des irradiations ^{12}C (^{12}C. . .), ^{11}C et ^{13}N sont certainement les résultats de réactions de rupture en vol d'un seul nucléon. Les isotopes du carbone peuvent être formés de deux façons différentes qui ont des probabilités égales dans le système du centre de masse :

$$^{12}C\ (^{12}C\ ^{11}C)^{13}C \text{ et}$$

$$^{12}C\ (^{12}C\ ^{13}C)^{11}C$$

Dans le premier cas, un noyau de la cible extrait un neutron d'un projectile. Comme dans les réactions de rupture en vol du deuton, le projectile contient maintenant un neutron de moins et continue vers l'avant avec presque la même vitesse que les projectiles qui n'ont pas réagi, et par conséquent aboutit aux feuilles du fond de l'empilement.

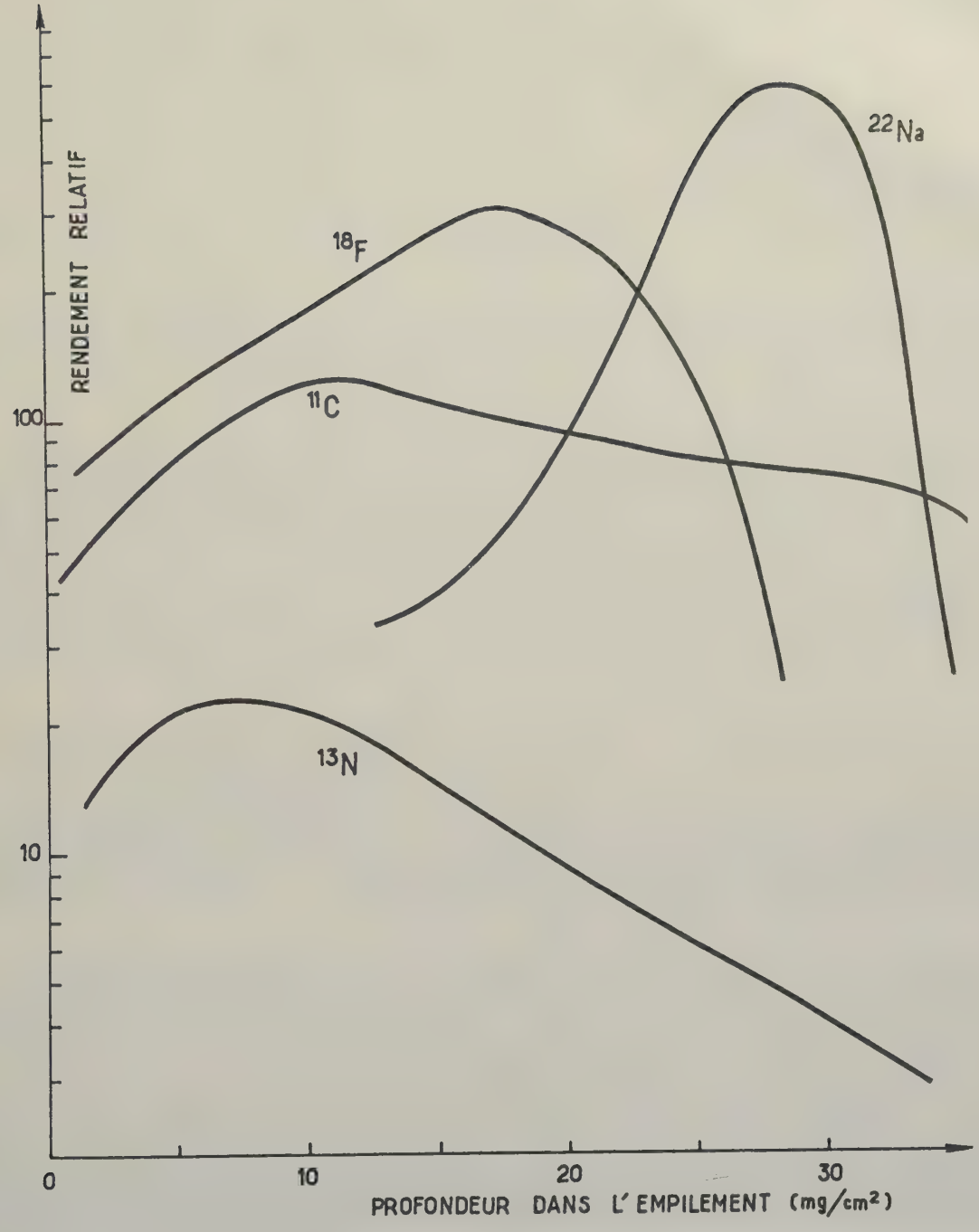


FIGURE III-3

RENDEMENTS ^{12}C (^{12}C...)...

Dans le second cas montré ci-dessus, c'est le projectile qui prend un neutron au noyau de la cible qui alors reste derrière, car il a seulement reçu une très petite quantité d'énergie cinétique. En d'autres mots, ^{11}C trouvé dans les feuilles avant est dû au second cas et celui trouvé dans la moitié arrière du paquet de feuilles est produit par la première réaction ci-dessus.

Pour cette raison, nous observons une courbe assez plate s'étendant au-delà du parcours du projectile dans la cible. Les plus faibles quantités présentes dans les feuilles avant indiquent que de petites quantités d'énergie cinétique sont transférées aux noyaux-cibles dans les réactions de rupture en vol à ions lourds.

Dans la production de ^{13}N dans le cas de ^{12}C (^{12}C. . . .) il y a, de même, deux modes distincts de production :

$$^{12}C\ (^{12}C,\ ^{13}N)^{11}B \text{ et}$$

$$^{12}C\ (^{12}C,\ ^{11}B)^{13}N$$

La discussion du cas de ^{11}C peut-être reprise ici, bien que ce soit une réaction de rupture en vol par proton. Il est intéressant d'observer que le rendement relatif de ^{13}N est presque d'un ordre de grandeur plus petit que celui de ^{11}C, indiquant que le transfert de neutron se fait plus facilement que le transfert de proton ; ceci, probablement dû à un effet de potentiel, est un fait bien connu dans les réactions de rupture en vol de deuton.

La teneur en ^{18}F du paquet de feuilles montre un très large pic, avec un bon rendement. Ce nucléide est entraîné assez loin à la fois du noyau cible et du noyau projectile, ainsi le mécanisme de rupture en vol n'est pas responsable de sa production. Par conséquent, l'hypothèse du noyau composé et l'hypothèse du mécanisme chevrotine doivent être considérées ici. Nous pouvons supposer, pour la discussion, que, à cause de la structure alpha accentuée de ^{12}C le mécanisme de chevrotine se produira avec la désintégration de ^{12}C en 3 particules alpha (ou en un alpha et un ^{8}Be) et nous négligerons le cas de désintégration en alpha, protons et neutrons. Ceci ne signifie pas qu'une telle désintégration ne puisse pas se produire, mais notre supposition simplifiera la discussion qui suit ; les trois mécanismes possibles envisagés, avec la fraction d'énergie cinétique (E. C.) du projectile reçue par ^{18}F, dans chaque cas, sont indiqués ci-dessous :

$^{12}C\ (^{12}C;\ \alpha\ p\ n)^{18}F$	^{18}F reçoit 0,375 E. C. du projectile réel
$^{12}C\ (2\ \alpha;\ p\ n)^{18}F$	^{18}F reçoit 0,24 E. C. du projectile réel
$2\ \alpha\ (^{12}C,\ p\ n)^{18}F$	^{18}F reçoit 0,54 E. C. du projectile réel

L'énergie cinétique communiquée à ^{18}F est calculée de la façon suivante : tout d'abord, l'énergie cinétique du système composé par le noyau du projectile et le noyau de la cible (ceci sera hypothétique dans le mécanisme de chevrotine) est obtenue par transfert des coordonnées du laboratoire à celles du centre de masse. La formule suivante est utilisée :

$$\frac{M_p}{M_c + M_p} \times \text{E. C. (projectile réel ou hypothétique)} = \text{E. C. (système composé)}$$

où M_p et M_c sont respectivement les masses du projectile et de la cible. L'énergie cinétique de l'isotope mesuré, dans le cas de ^{18}F, est alors obtenue par :

$$\frac{M_e}{M_c + M_p} \times \text{E. C. (sytème composé)} = \text{E. C. (nucléide mesuré)}$$

Ce raisonnement simple néglige l'énergie cinétique communiquée au système par recul du produit léger ; on peut montrer en effet qu'elle est négligeable aux hautes énergies utilisées dans ce travail.

La première réaction indiquée ci-dessus est celle de la formation d'un noyau composé classique avec désexcitation par émission d'un alpha, d'un neutron et d'un proton mais pas nécessairement dans cet ordre. Si la réaction se produisait dans la première feuille, le projectile ^{12}C aurait son énergie entière (120 MeV) et le ^{18}F continuerait alors approximativement vers l'avant avec une énergie cinétique de 45 MeV, énergie suffisante pour atteindre la deuxième ou la troisième feuille. La seconde réaction est probablement du type à chevrotine, où seulement deux tiers du projectile entrent dans la cible, qui se désexcite alors par émission d'un proton et d'un neutron. Dans le calcul, la masse du projectile doit être prise comme étant les deux tiers de la masse réelle, et de même pour l'énergie cinétique. Si une réaction par ce mécanisme a lieu dans la première feuille,

^{18}F reçoit seulement 29 MeV d'énergie cinétique, ce qui signifie qu'il atteindra au plus la seconde feuille et pourra même rester dans la première. La troisième réaction est aussi un mécanisme à chevrotine. Cette fois, il y a seulement deux tiers du noyau de la cible qui participent à cette réaction et le calcul montre que ^{18}F reçoit une plus grande quantité d'énergie que dans les deux autres réactions. Avec la combinaison de ces trois réactions, communiquant différentes énergies cinétiques à ^{18}F, on peut comprendre pourquoi la production de ce nucléide présente une large distribution dans le paquet de feuilles.

Dans le cas du sodium-22, aucun mécanisme à chevrotine avec particules alpha ne peut être envisagé et on considérera seulement la formation classique du noyau composé :

$$^{12}C\ (^{12}C;\ p\ n\ )^{22}Na,\ \text{où}\ ^{22}Na\ \text{reçoit 0,46 E. C. du projectile réel.}$$

Puisque seulement un petit nombre de particules est émis après la formation de l'état composé, on peut supposer que la réaction ne sera pas très probable à des énergies élevées et ^{22}Na apparaîtra dans la moitié arrière de la pile de feuilles.

De plus, puisqu'il y a seulement une seule réaction possible, on peut prévoir une distribution très étroite de la production de ^{22}Na ; la forme de la courbe obtenue pour ^{22}Na confirme ce raisonnement.

III.2.4 - Rendement de la réaction $^{12}C\ (^{14}N, \ldots)$.

Le rendement en fonction de la profondeur pour des bombardements d'empilement de feuilles de polyéthylène par ^{14}N est indiqué sur les courbes de la figure III-4. L'énergie initiale des projectiles est approximativement 140 MeV. En plus des quatre isotopes dont on a discuté la production dans la section précédente, on a aussi observé dans ce cas la production de ^{24}Na. Sur la figure III-4 la courbe des rendements en ^{11}C présente aussi un large plateau, comme dans le cas des réactions avec ^{12}C comme projectile. Ce plateau très plat vers l'avant est expliqué par le même mécanisme, c'est-à-dire la rupture en vol d'un neutron arraché à la cible ^{12}C. Cependant le grand pic vers l'arrière de la courbe de ^{11}C est évidemment dû à la réaction avec l'hydrogène de la cible, $^{1}H\ (^{14}N, \alpha\ )^{11}C$. En utilisant les calculs exposés précédemment, on voit que ^{11}C reçoit une grande énergie cinétique vers l'avant

$$\frac{14}{15} \times \frac{11}{15} \times \text{E. C. de } ^{14}N = 0,685 \times \text{E. C.}$$

soit 96 MeV si la réaction se produit dans la partie avant de la pile de feuilles. Ainsi tout ^{11}C formé par ce mécanisme est envoyé dans les feuilles arrière.

La courbe de rendement de ^{13}N peut être expliquée par le fait que la réaction procède, avec presque une égale probabilité, de deux mécanismes :

$$^{12}C\ (^{14}N,\ ^{13}C)^{13}N\ \text{et}$$

$$^{12}C\ (^{14}N,\ ^{13}N)^{13}C$$

Ceci signifie que les parents de ^{13}N sont les noyaux de ^{12}C et de ^{14}N. La portion plate de la courbe, jusqu'à 22 mg/cm², vient de la première réaction et présente un pic très large puisque ^{13}N reçoit

$$\frac{1}{14} \times \frac{12}{13} = 0,066\ \text{E. C. de } ^{14}N$$

(dans ce raisonnement le projectile est figuré par un simple proton).

Donc, ^{13}N formé de cette façon parcourt seulement une très courte distance et l'on peut dire que la courbe de rendement représente assez bien une courbe de section efficace relative en fonction de l'énergie du projectile.

Le pic aigu dans les feuilles arrière vient de la réaction $^{12}C\ (^{14}N,\ ^{13}N)^{13}C$, qui présente un pic étroit dans la courbe de rendement puisque le noyau ^{13}N reçoit $\frac{13}{14}$ E. C. de ^{14}N et ainsi tout ^{13}N formé par ce mécanisme se concentre sur une très faible longueur, juste un peu inférieure au parcours du noyau ^{14}N qui n'a donné lieu à aucune réaction nucléaire. En fait, le pic se trouve à une distance légèrement plus courte que ce qui avait été supposé d'abord, mais ceci peut être expliqué par le fait que ^{13}N est légèrement dévié au moment de la collision, ce qui semble raisonnable. On peut déduire que chacun des mécanismes ci-dessus est, en première approximation, également pro-

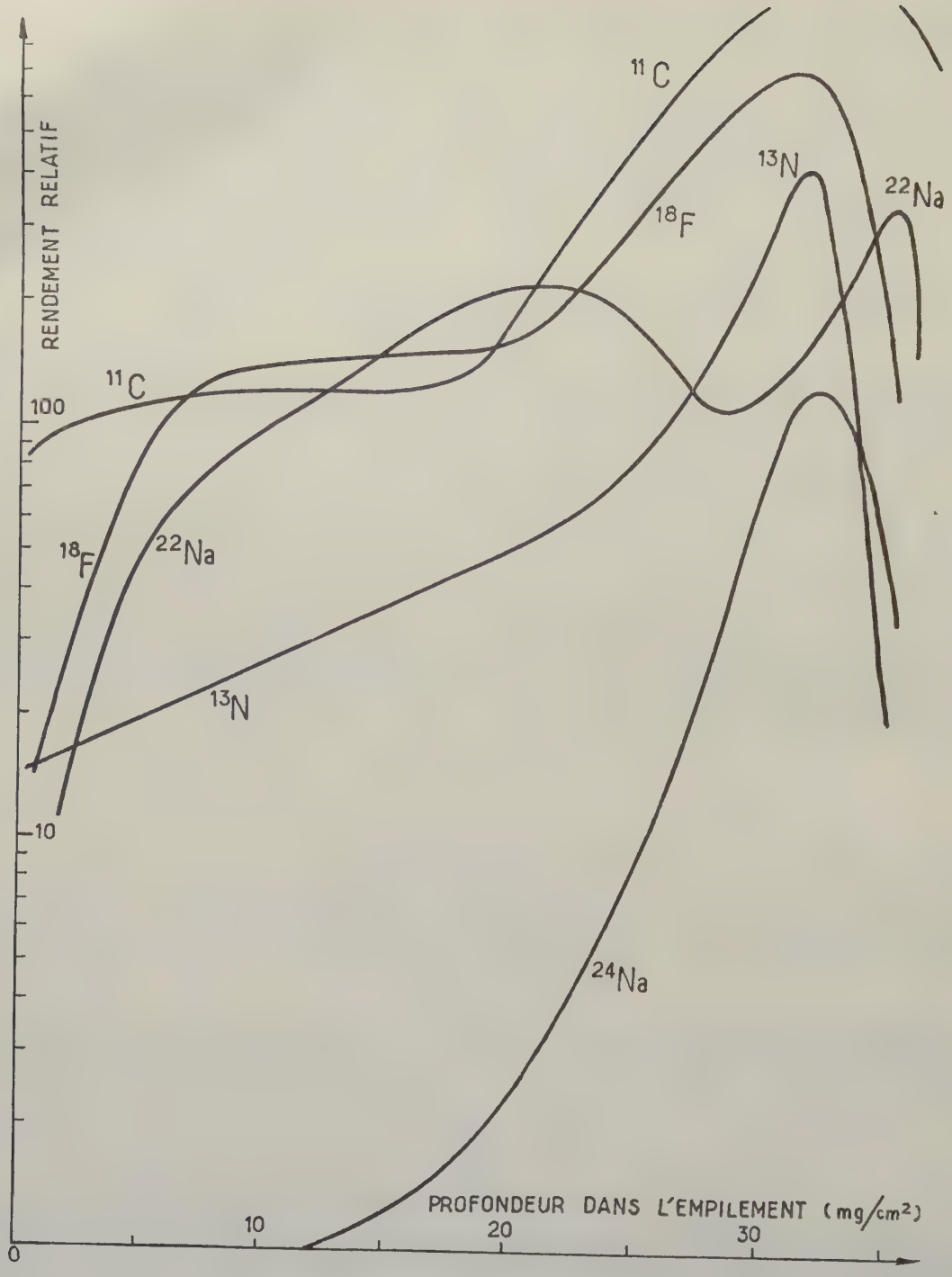


FIGURE III-4

RENDEMENTS ^{12}C (^{14}N...)...

bable du fait que la surface sous la courbe large est à peu près la même que celle comprise sous le pic aigu.

Les rendements de ^{22}Na et ^{24}Na peuvent être comparés. Ces nucléides ne sont pas des produits de réactions de rupture en vol simples et par conséquent nous discuterons les autres mécanismes possibles. Le sodium-24 peut seulement être produit par la décroissance d'un noyau composé classique.

$$^{12}C\ (^{14}N,\ 2\ p)^{24}Na$$

et non par une réaction à chevrotine. Le sodium-24 montre un seul pic sur le diagramme de rendement, ce qui est expliqué par le fait qu'il n'y a qu'un seul mécanisme de réaction. Puisque deux particules seulement sont éjectées du noyau composé, ^{24}Na sera formé à des énergies de projectiles faibles, où l'excitation du noyau composé n'est pas grande. Ceci est en accord avec le fait que la courbe de rendement pour ce nucléide à son maximum loin derrière dans la pile de feuilles où le faisceau a perdu la plupart de son énergie. Les énergies d'excitation des noyaux composés formés dans les feuilles situées à l'avant sont trop grandes et nécessitent l'éjection de plus de deux protons pour emporter l'excès d'énergie. L'explication du fait qu'un double pic apparaît dans la courbe de rendement pour ^{18}F en fonction de la profondeur, pourrait être la suivante : plusieurs mécanismes de réactions différents peuvent être écrits, basés sur des réactions ci-dessous de noyaux composés ou sur des réactions du type chevrotine.

$^{12}C\ (^{14}N,\ 2\ \alpha)^{18}F$ $^{12}C\ (^{14}N,\ \alpha\ 2p,\ 2n)^{18}F$ $^{12}C\ (^{14}N,\ 4p,\ 4n)^{18}F$	^{18}F reçoit 0,37 E. C. (du projectile réel)
$^{12}C\ (2\ \alpha\ pn,\ \alpha)^{18}F$ $^{12}C\ (2\ \alpha\ pn,\ 2p\ 2n)^{18}F$	^{18}F reçoit 0,26 E. C. (du projectile réel)
$2\ \alpha\ (^{14}N,\ \alpha\ )^{18}F$ $2\ \alpha\ (^{14}N,\ 2p\ 2n)^{18}F$	^{18}F reçoit 0,52 E. C. (du projectile réel)

Le premier groupe de réactions représente la formation d'un noyau composé qui se désintègre ensuite de différentes façons. Les deux autres groupes de réactions sont ceux qui peuvent être écrits pour illustrer les possibilités du mécanisme à chevrotine. A cause de cette grande variété de réactions et des différentes quantités d'énergie cinétique transférées, on peut s'attendre à une large distribution dans le rendement pour ^{18}F. On peut donc penser que le double pic observé ici est un phénomène causé accidentellement par la multiplicité des réactions possibles. Cela n'indique pas qu'il y ait seulement deux modes de formation.

Dans le cas de ^{22}Na, deux mécanismes de noyau composé, avec modes de désintégration différents peuvent être suggérés :

$^{12}C\ (^{14}N,\ \alpha\ )^{22}Na$ $^{12}C\ (^{14}N,\ 2p\ 2n)^{22}Na$	^{22}Na reçoit 0,46 E. C. (du projectile réel)

Le pic arrière est causé par la première réaction puisqu'elle comporte l'éjection d'une seule particule du noyau composé et par conséquent se produit à plus basse énergie que la seconde réaction. L'éjection de plusieurs particules de la dernière réaction est beaucoup plus probable en désexcitant un système composé et, pour cette raison, elle produira ^{22}Na dans les premières feuilles situées en avant, où l'énergie est plus grande. On peut évidemment imaginer aussi que d'autres formes de réaction à chevrotine peuvent se produire, mais puisque le poids et le nombre atomiques de ^{22}Na sont relativement proches du poids et du nombre atomiques de l'état composé, l'énergie cinétique reçue par ^{22}Na ne sera pas très différente de celle calculée pour un mécanisme classique de noyau composé. Par conséquent il ne sera pas possible de distinguer ^{22}Na produit par un mécanisme à chevrotine de celui dû à un mécanisme de noyau composé.

III.2.5 - Rendement des réactions $^{12}C\ (^{16}O.\ .\ .\ .)$.

De la même façon que pour les bombardements par ^{12}C et ^{14}N, ^{11}C produit dans la plupart des feuilles "avant" lors du bombardement de cibles de carbone par ^{16}O résulte de la capture d'un neutron du noyau de la cible par l'oxygène ; seule une petite quantité d'énergie cinétique est com-

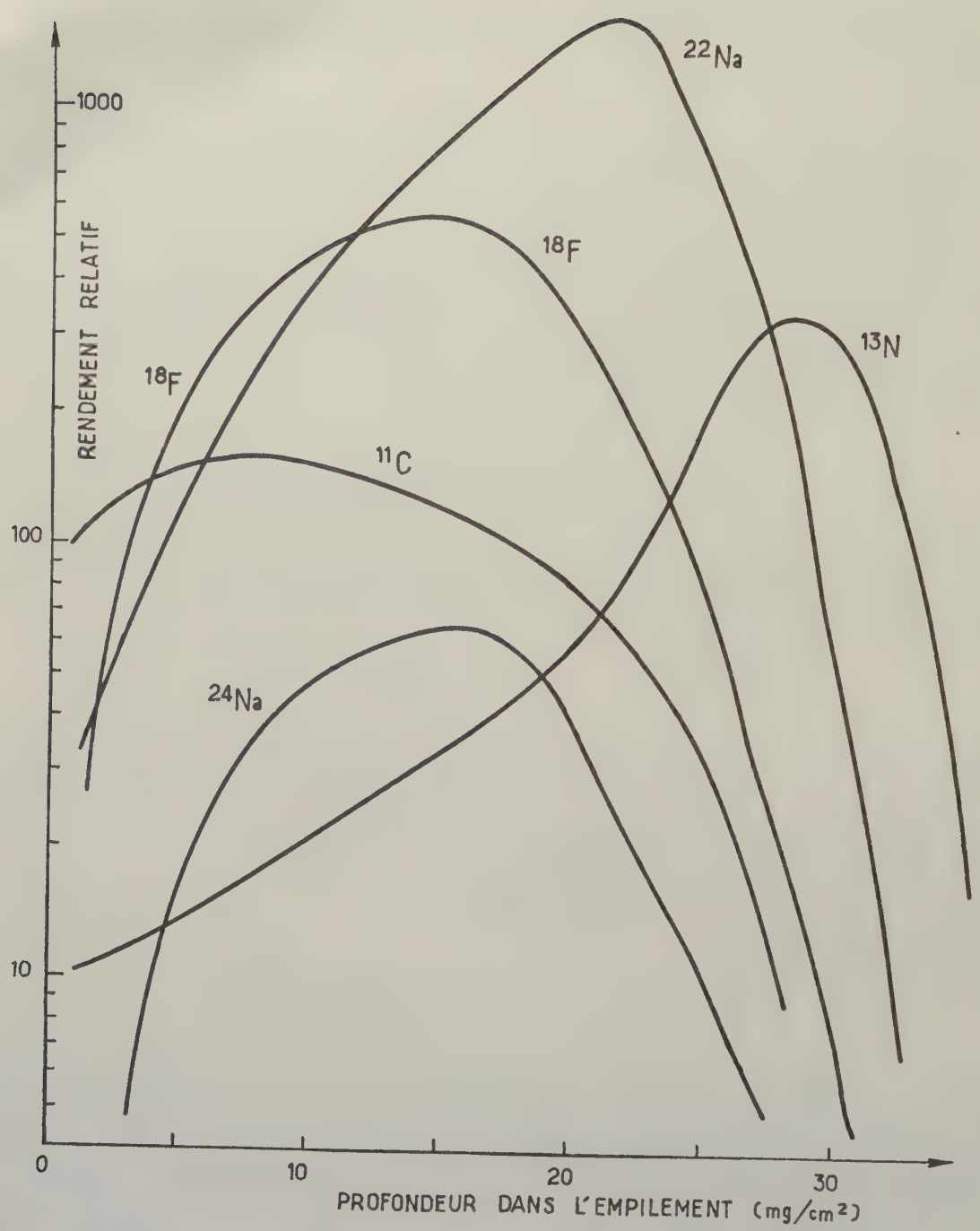


FIGURE III-5

RENDEMENTS ^{12}C (^{16}O...)...

-muniquée à ^{11}C. La large courbe de rendement tracée sur la figure III-5 montre que la réaction n'est pas particulièrement sensible à l'énergie. Le rendement diminue beaucoup plus vite avec la profondeur que dans le cas du ^{12}C comme projectile parce que très peu de ^{11}C pourrait avoir une origine dans le projectile ^{16}O et, de cette façon, recevoir une grande énergie cinétique qui le chasserait dans les feuilles arrière.

Comme le fort pic dans les feuilles arrière le met en évidence, ^{13}N est probablement produit largement par la réaction de contamination ^{1}H (^{16}O, α)^{13}N. Ceci est identique à ce qui se passe avec ^{11}C dans les feuilles arrière pour des bombardements par ^{14}N. ^{13}N observé dans les feuilles avant dans la figure III-5 est produit par rupture en vol : un proton est arraché à ^{16}O par ^{12}C de la cible, c'est-à-dire que l'on a ^{12}C (^{16}O, ^{15}N)^{13}N. Ceci attribuerait seulement une petite quantité d'énergie cinétique à ^{13}N, permettant à ce produit de rester tout près de sa position initiale. Les bas rendements observés dans les feuilles avant suggèrent que la réaction est peu probable à des énergies élevées. Le rendement par ce mécanisme à des énergies plus basses est masqué par ^{13}N produit à partir de l'hydrogène de la cible.

Les rendements de ^{22}Na, ^{18}F et ^{24}Na produits par le bombardement de carbone par ^{16}O peuvent être discutés ensemble. La structure en particules alpha de ^{12}C et ^{16}O est si prononcée, qu'il semble justifié de penser que le mécanisme à chevrotine de ces particules alpha l'emporte sur celui du noyau composé classique. Les mécanismes suivants peuvent être considérés comme possibles :

^{12}C (^{16}O, α p n)^{22}Na ^{12}C (^{16}O, 3p 3n)^{22}Na	^{22}Na reçoit 0,45 E. C. (du projectile réel)
^{12}C (3 α, p n)^{22}Na	^{22}Na reçoit 0,34 E. C. (du projectile réel)
2 α (^{16}O, p n)^{22}Na	^{22}Na reçoit 0,61 E. C. (du projectile réel)
^{12}C (^{16}O, 2 α p n)^{18}F ^{12}C (^{16}O, α 3p 3n)^{18}F ^{12}C (^{16}O, 5p 5n)^{18}F	^{18}F reçoit 0,37 E. C. (du projectile réel)
^{12}C (3α , α p n)^{18}F ^{12}C (3α, 3p 3n)^{18}F	^{18}F reçoit 0,28 E. C. (du projectile réel)
^{12}C (2α, p n)^{18}F	^{18}F reçoit 0,18 E. C. (du projectile réel)
2α (^{16}O, α p n)^{18}F 2α (^{16}O, 3p 3n)^{18}F	^{18}F reçoit 0,50 E. C. (du projectile réel)
α (^{16}O, p n)^{18}F	^{18}F reçoit 0,72 E. C. (du projectile réel)
2α (3 α , p n)^{18}F	^{18}F reçoit 0,54 E. C. (du projectile réel)
^{12}C (^{16}O, 3 p n)^{24}Na	^{24}Na reçoit 0,49 E. C. (du projectile réel)

Les premières réactions écrites dans chacun de ces trois groupes représentant les mécanismes classiques du noyau composé. Les autres réactions sont des exemples du mécanisme à chevrotine. La réaction conduisant à ^{24}Na, cependant, est unique, et on ne peut guère envisager d'autres modes de formation de ^{24}Na dans ce cas. Dans le cas opposé de ^{18}F qui est entraîné loin de l'état composé ^{28}Si, on a indiqué une grande variété de possibilités de réactions avec différents transferts d'énergie cinétique. Aucune des réactions indiquées ne peut être rejetée a priori et la liste en comprendrait en fait beaucoup plus si on incluait les ruptures en vol de p, n et ^{2}H ou les captures partielles. Les pics larges trouvés pour ^{18}F et ^{22}Na sur les courbes de rendement peuvent être expliqués par tous les mécanismes envisagés ci-dessus. Ceux-ci contribuent de différentes manières, selon les diverses énergies, et la combinaison de tous les rendements divers qui en découlent conduit à ces courbes à sommets très aplatis.

III. 2. 6 - Calcul des fonctions d'excitation.

Si l'on veut mettre sous une forme plus commode les courbes donnant le rendement observé en fonction de la profondeur dans l'empilement des feuilles, il est nécessaire de connaître la perte d'énergie subie par les projectiles à haute énergie et par les produits de la réaction dans leur déplacement à travers cet empilement de feuilles. Pour les ions relativement lourds et pour les énergies relativement élevées que nous avons utilisés, il n'existait pas de données bibliographiques et nous avons dû calculer les courbes donnant la relation énergie-parcours. Les détails concernant la méthode que nous avons utilisée, ainsi que les résultats, sont présentés en appendice.

On y indique également que notre calcul est en excellent accord avec une courbe récemment tracée à partir de résultats expérimentaux, et cela tend à confirmer notre confiance dans la méthode de calcul utilisée pour les courbes donnant la relation énergie-parcours.

Nous avons utilisé la méthode suivante pour transformer les courbes "rendement-profondeur" en courbes "section efficace-énergie" (fonction d'excitation). L'épaisseur de chaque feuille, connue par pesée, permet de déterminer, en utilisant les relations énergie-parcours données en appendice, la perte d'énergie subie par le projectile en traversant la première feuille. Par exemple, considérons le cas de la réaction ^{12}C (^{16}O, 2 α p n)^{18}F, où ^{18}F reçoit 0,37 de l'énergie cinétique du projectile au moment du choc. Nous sommes dans le cas du mécanisme classique d'un noyau composé. La première feuille de 3,4 mg/cm^2 reçoit les projectiles ^{16}O de 160 MeV, et par ionisation et excitation des électrons périphériques des atomes de la cible et du noyau, ces projectiles (ceux d'entre eux qui n'ont pas subi de réaction nucléaire) perdent en moyenne 10 MeV dans cette première feuille. Cela revient à dire que l'énergie de bombardement des atomes de cette première feuille est entre 150 MeV et 160 MeV.

Si la réaction citée ci-dessus se produit dès l'entrée dans la première feuille, ^{18}F produit aura une énergie cinétique de 0,37 × 160 = 59 MeV dans la direction primitive ; utilisant la réaction donnée en appendice, cela donne aux atomes ^{18}F un parcours de 5,5 mg/cm^2. Si la réaction nucléaire a lieu à la sortie de la feuille, ^{18}F aura une énergie cinétique, dans la direction initiale, de 0,37 × 150 = 55 MeV, ce qui correspond à un parcours de 5,0 mg/cm^2. Donc les atomes ^{18}F produits dans la première feuille se trouveront entre 5,55 et 8,4 mg/cm^2 de profondeur dans l'empilement, à compter de la surface de la première feuille. En utilisant la courbe appropriée pour la relation rendement-profondeur, on obtient l'aire de la courbe entre 5,5 et 8,4 mg/cm^2 et on normalise cette valeur à 54 mb, en utilisant la formule N = No. f tσ déjà discutée dans le chapitre précédent.

Ceci revient à dire que la section efficace est 54 mb (si l'on utilise une description correcte du mécanisme de réaction) à une énergie moyenne de 155 MeV, dans le système du laboratoire. Ce calcul néglige les énergies cinétiques dues au recul des particules émises par l'état composé, mais on peut montrer que leur effet est faible, et, dans le cas où plusieurs particules sont émises celles-ci tendent à annuler leurs effets.

Le calcul est répété pour la seconde feuille, dans laquelle l'énergie de ^{16}O passe de 150 à 139 MeV, et ^{18}F produit termine sa course entre 8,4 et 11,3 mg/cm^2 dans l'empilement des feuilles. On suit ainsi pas à pas la perte progressive d'énergie du projectile jusqu'à ce que la fonction d'excitation entière soit obtenue.

On voit que le résultat du calcul dépend du mécanisme de réaction choisi. Par exemple si on utilise le mécanisme à chevrotine suivant :

$$\alpha\ (^{16}O,\ p\ n\ )^{18}F,$$

où ^{18}F reçoit 0,72 de l'énergie cinétique du projectile "réel", on obtient une fonction d'excitation très différente. Les fonctions d'excitation basées sur ces deux mécanismes sont comparées sur la figure III-6. Il n'y a que 3 % de l'activité totale de ^{18}F observée dans l'empilement de feuilles (on fait ^{18}F situé dans l'avant de l'empilement) dont la fonction d'excitation déduite du modèle du noyau composé ne parvient pas à rendre compte. Cependant le mécanisme à chevrotine cité ci-dessus ne peut rendre compte de près de la moitié de ^{18}F observé (celui qui est produit dans le 1/3 avant de l'empilement).

Ceci implique que ce dernier mécanisme ne peut être le seul par lequel ^{18}F est produit lors du bombardement du carbone par ^{16}O, et que le mécanisme classique du noyau composé peut être le responsable du reste. Comme on le verra dans la discussion complète exposée plus bas, nous pensons que des réactions selon plusieurs mécanismes contribuent à produire ^{18}F dans les réactions que nous avons observées.

Ainsi, certaines des fonctions présentées dans la section suivante ne sont peut-être pas entièrement exactes. Cependant, les sections efficaces moyennes pour l'ensemble des parcours des

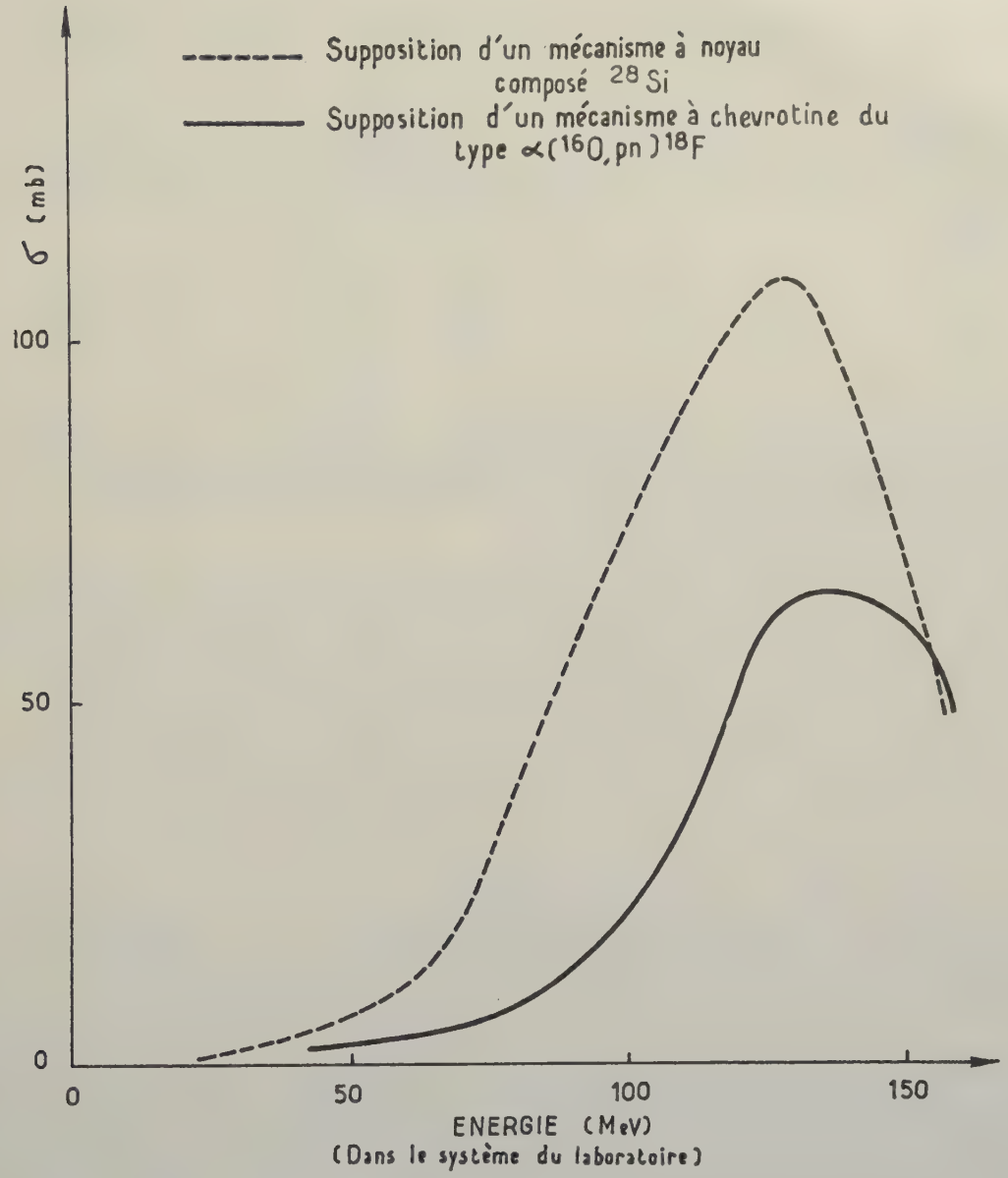


FIGURE III-6

$^{12}C(^{16}O \ldots)^{18}F$

particules peuvent être obtenues sans ambiguité et l'on a indiqué ces valeurs dans la table III-1. On a également porté dans cette table les valeurs données déjà dans la littérature pour les réactions à protons qui produisent le même état composé hypothétique.

Table III-1

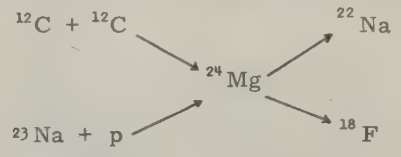
Sections efficaces (millibarns) moyennées sur le parcours du projectile. Les énergies indiquées ci-dessous sont les énergies d'excitation des systèmes composés.

Système composé Réaction	^{24}Mg (0 - 62 MeV) $^{23}Na + p$	$^{12}C + ^{12}C$	^{26}Al (0 - 66 MeV) $^{25}Mg + p$	$^{12}C + ^{14}N$	^{28}Si (0 - 69 MeV) $^{27}Al + p$	$^{12}C + ^{16}O$
Produit						
^{24}Na	--	--	31	5,5	6,8	4,9
^{24}Na	76	19	43	39	26	109
^{18}F	20	21	8,6	70	3,7	45
^{13}N	--	1,7	--	20	--	3
^{11}C	--	13	--	19	--	17 .

III.3 - FONCTIONS D'EXCITATION OBTENUES A PARTIR DE NOYAUX COMPOSES -

III.3.1 - Le noyau composé excité ^{24}Mg.

Suivant l'exemple donné dans le travail de Ghoshal, et qui a été discuté au début de ce chapitre, des fonctions d'excitation déduites du modèle du noyau composé, obtenues ici, peuvent être comparées avec des valeurs qu'on peut trouver dans la littérature relative à divers types d'irradiations qui produisent le même noyau composé hypothétique. Le noyau excité ^{24}Mg est formé de deux façons et décroît en donnant deux produits observables (Meadows et Holt, 1951).



Les produits simples, évidents, des réactions de rupture en vol ne seront pas considérés ici.

Sur la figure III-7 on compare les fonctions d'excitation des réactions produisant ^{22}Na par les deux mécanismes figurés ci-dessus. Les énergies sont données dans le système du centre de masse et comprennent les accroissements d'énergie dus aux différences de masses entre les produits réagissants et le noyau composé hypothétique. Ces fonctions sont assez semblables, montrant des pics dont les hauteurs sont grossièrement égales. On verra dans la suite de ce chapitre, par la comparaison d'autres fonctions d'excitation, qu'il y a une similitude appréciable entre les fonctions d'excitation des réactions conduisant au même état composé induites par des ions lourds, d'une part, et des protons, d'autre part, dans le cas de produits formés par la perte de deux à quatre nucléons par le système composé. La différence principale est l'absence d'une "queue" du côté des hautes énergies dans le cas des produits dus aux réactions par ions lourds. Dans ce cas des réactions par protons, la queue de la fonction d'excitation est attribuée à la formation de produits par une interaction directe en cascade (Serber, 1947). Un tel phénomène n'a pas de raison de se produire dans un bombardement par ions lourds, et notre travail confirme cela.

Sur la figure III-8 on compare les réactions à protons et à ions lourds créant ^{18}F en passant par l'intermédiaire de l'état composé ^{24}Mg. Dans ce cas, il y a plus de quatre nucléons rejetés par le noyau composé excité. Les fonctions d'excitation ne sont alors plus semblables, la production de ^{18}F étant beaucoup plus efficace à l'endroit du pic par le bombardement à ions lourds que par celui à protons. On interprète ceci comme étant dû à la variété des mécanismes dans le cas des réactions à ions lourds, ou peut-être aussi au fait que le noyau composé formé peut avoir une valeur de spin élevée qui facilite l'émission de particules alpha. Il est probable, que les deux raisons sont valables, mais on ignore quelle est leur importance relative. Il y a encore une autre raison qui pourrait expliquer le manque de similitude entre les deux fonctions d'excitation : des

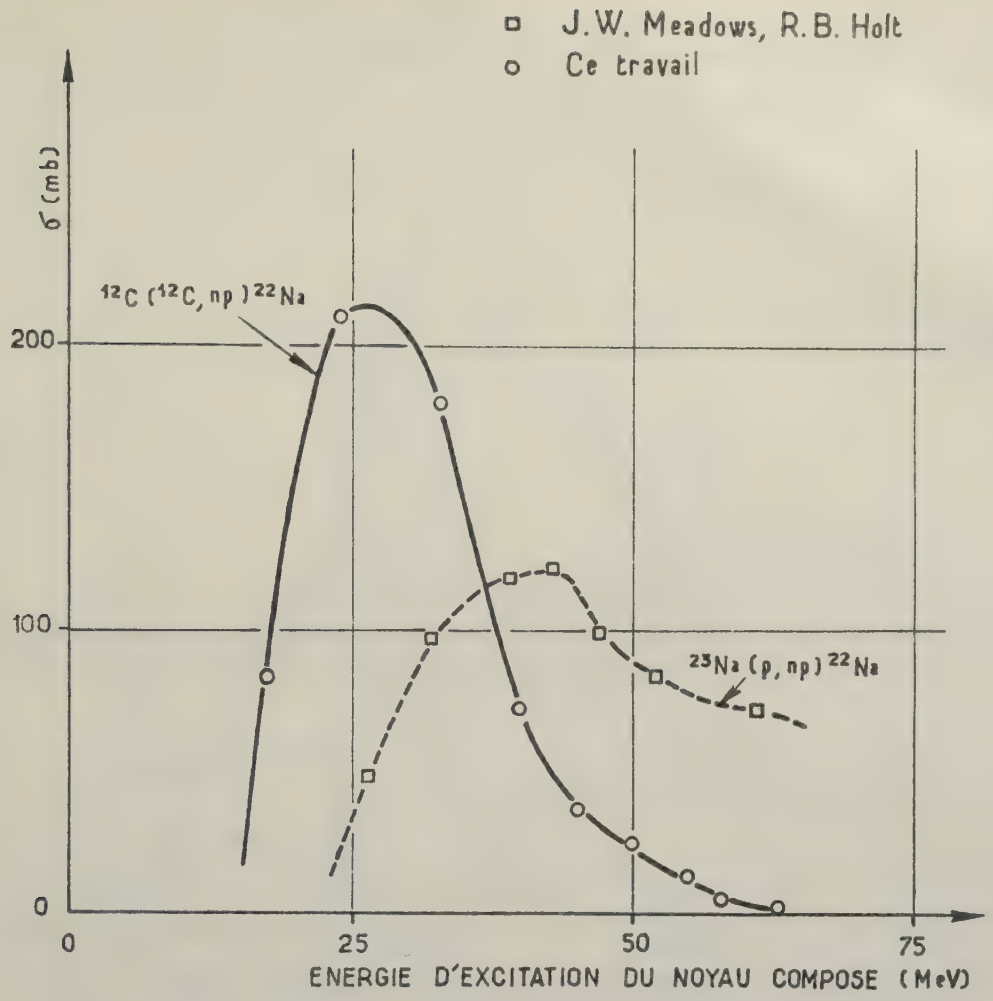


FIGURE III-7

NOYAU-COMPOSE ^{24}Mg

énergies d'excitation élevées sont nécessaires pour former ^{18}F par l'évaporation de six nucléons, et, aux hautes énergies, un proton a moins de chances de laisser toute son énergie cinétique dans un noyau composé, à cause de l'importance accrue des phénomènes en cascades à interaction directe. Ainsi, par exemple, les calculs ont montré (Metropolis et al., 1958 a) que l'énergie moyenne d'excitation (et sa fluctuation qui est en racine carrée) transmise à un noyau ^{27}Al bombardé par des protons de 82 MeV est 41 ± 22 MeV. Les cascades de projectiles secondaires semblent peu importantes dans les réactions par ions lourds et ne modifient guère le processus de conversion de l'énergie cinétique du centre de masse de l'ensemble du projectile en énergie d'excitation du noyau composé.

III.3.2 - Le noyau composé excité ^{26}Al.

L'état composé ^{26}Al peut être formé par bombardement de protons (Cohen et al., 1954) (Meadows et Holt, 1951) et composé aux réactions à ions lourds observées par nous. En outre, quelques mesures précises ont été obtenues par d'autres auteurs (Cohen et al., 1954) avec des ions lourds, à énergie plus basse, et nous les inclurons dans nos figures pour accroître la précision.

Trois produits sont observés :

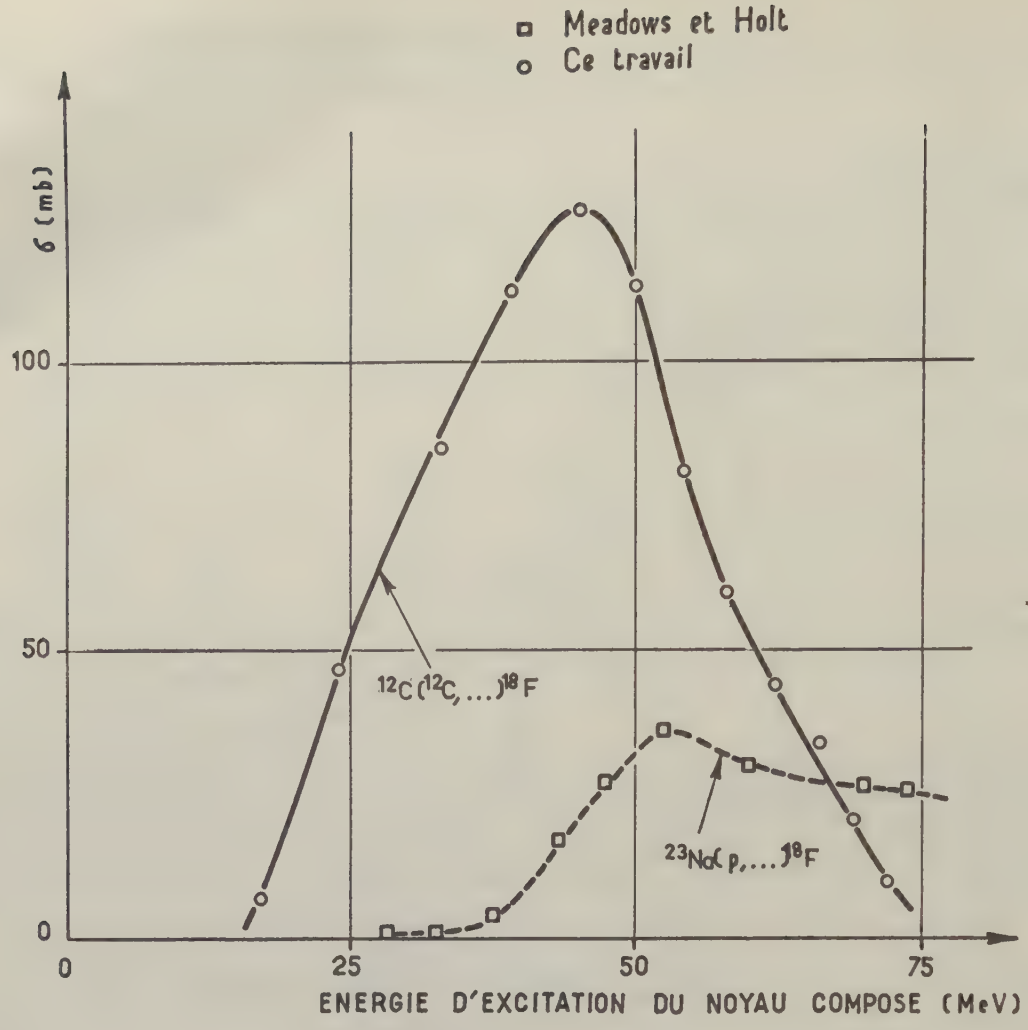
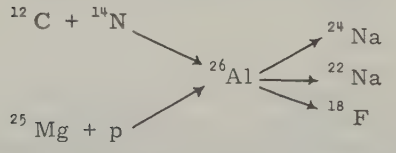


FIGURE III-8

NOYAU-COMPOSE ^{24}Mg



Les résultats de production de ^{24}Na par l'intermédiaire de ^{26}Al sont portés sur la figure III-9. On voit que les fonctions d'excitation sont très semblables aux basses énergies, ce à quoi on s'attendait. Ceci est dû au fait que puisque deux nucléons seulement sont émis par le noyau composé, les mécanismes à chevrotine ne sont pas importants. La production de ^{24}Na par les protons montre très bien la queue due à l'interaction directe, qui est absente dans le cas des bombardements par ions lourds.

^{22}Na est produit à partir de ^{26}Al par l'évaporation de quatre nucléons. Ceci peut être fait sous forme de deux protons et deux neutrons ou bien sous forme d'une particule alpha. Sur la figure III-10 on voit les fonctions d'excitation des réactions produites par ions lourds et par protons. On peut interpréter les doubles pics qui se produisent dans chaque cas en attribuant une prédominance à l'émission alpha aux basses énergies et une prédominance au processus à deux neutrons et deux protons aux hautes énergies. La queue d'interaction directe est clairement visible dans le cas du bombardement par protons. Il n'apparaît pas d'explication pour le déplacement entre les deux pics des deux types de bombardements à basse énergie. De toutes façons, les deux fonctions d'excitation

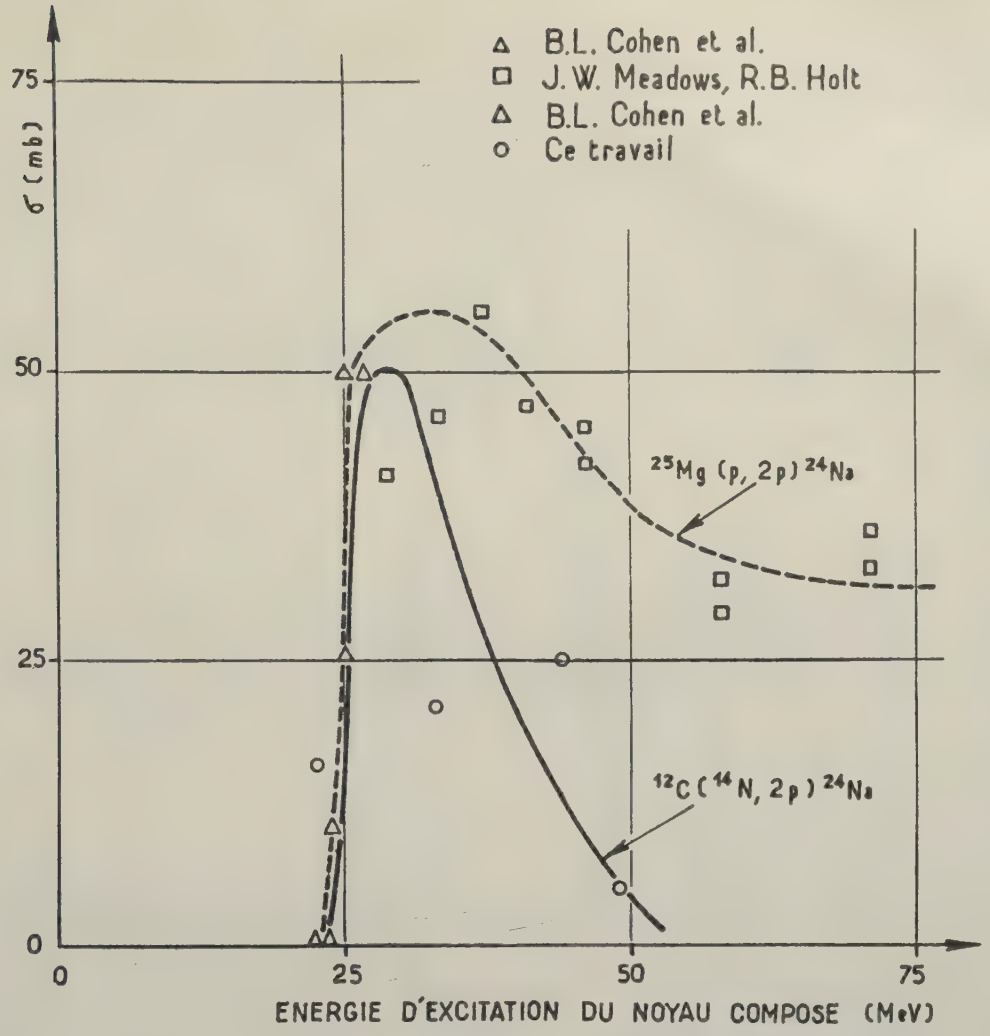


FIGURE III-9

NOYAU-COMPOSE ^{26}Al

sont assez semblables pour que l'on soit en présence, probablement, d'un pur mécanisme à noyau composé.

Contrastant avec les deux autres réactions de la série, les fonctions d'excitation pour ^{18}F à partir de ^{26}Al sont très dissemblables. Le fait est illustré sur la figure III-11. Il y a, de façon évidente, des mécanismes qui facilitent beaucoup la production de ^{18}F dans le cas du bombardement du carbone par ^{14}N. On peut supposer que des mécanismes à chevrotine entrent en jeu car ici huit nucléons sont émis par le noyau composé. Dans un chapitre précédent, nous avons montré le grand nombre de mécanismes réactionnels qui pouvaient être suggérés dans ce cas.

Ainsi il apparaît que la réaction ^{12}C (^{14}N. . . .)^{18}F ne se produit pas entièrement au moyen d'un noyau composé classique et puisque la forme de la courbe représentant la fonction d'excitation (mais pas l'aire sous la courbe) dépend du modèle de mécanisme nucléaire utilisé, il est possible que la courbe présentée ici ne soit pas totalement précise. Cependant, la comparaison de différentes fonctions d'excitation possibles utilisant diverses combinaisons de modèles montre que l'inexactitude possible n'est probablement pas importante. La grande différence que l'on peut voir dans l'exemple cité sur la figure III-6 ne se produit sûrement pas ici car les autres modèles à chevrotine dont nous aurions à tenir compte tendraient à compenser la déformation de la fonction d'excitation à chevrotine. Cependant en fin de compte, on doit faire attention en utilisant les fonctions d'excitation pour des réactions par ions lourds lorsque plus de quatre nucléons sont éjectés par le noyau composé.

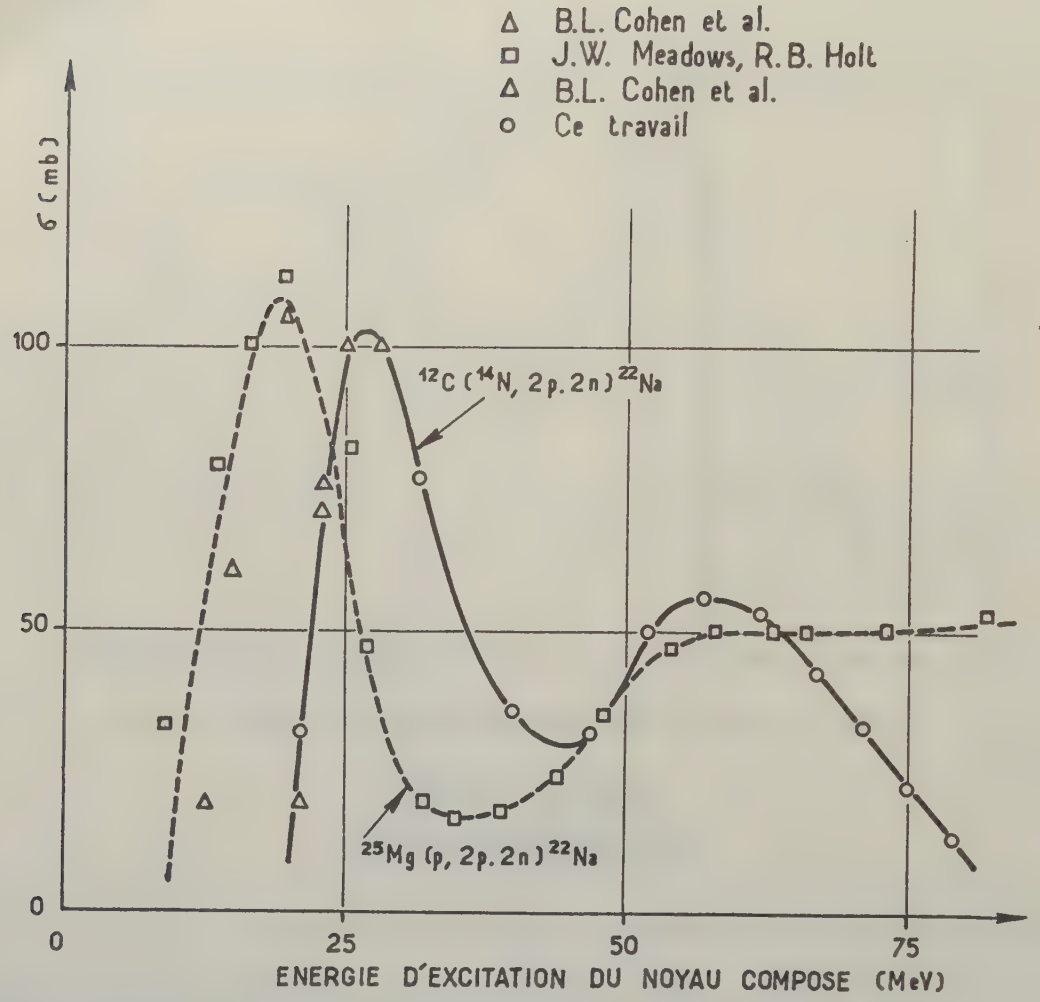


FIGURE III-10

NOYAU-COMPOSE ^{26}Al

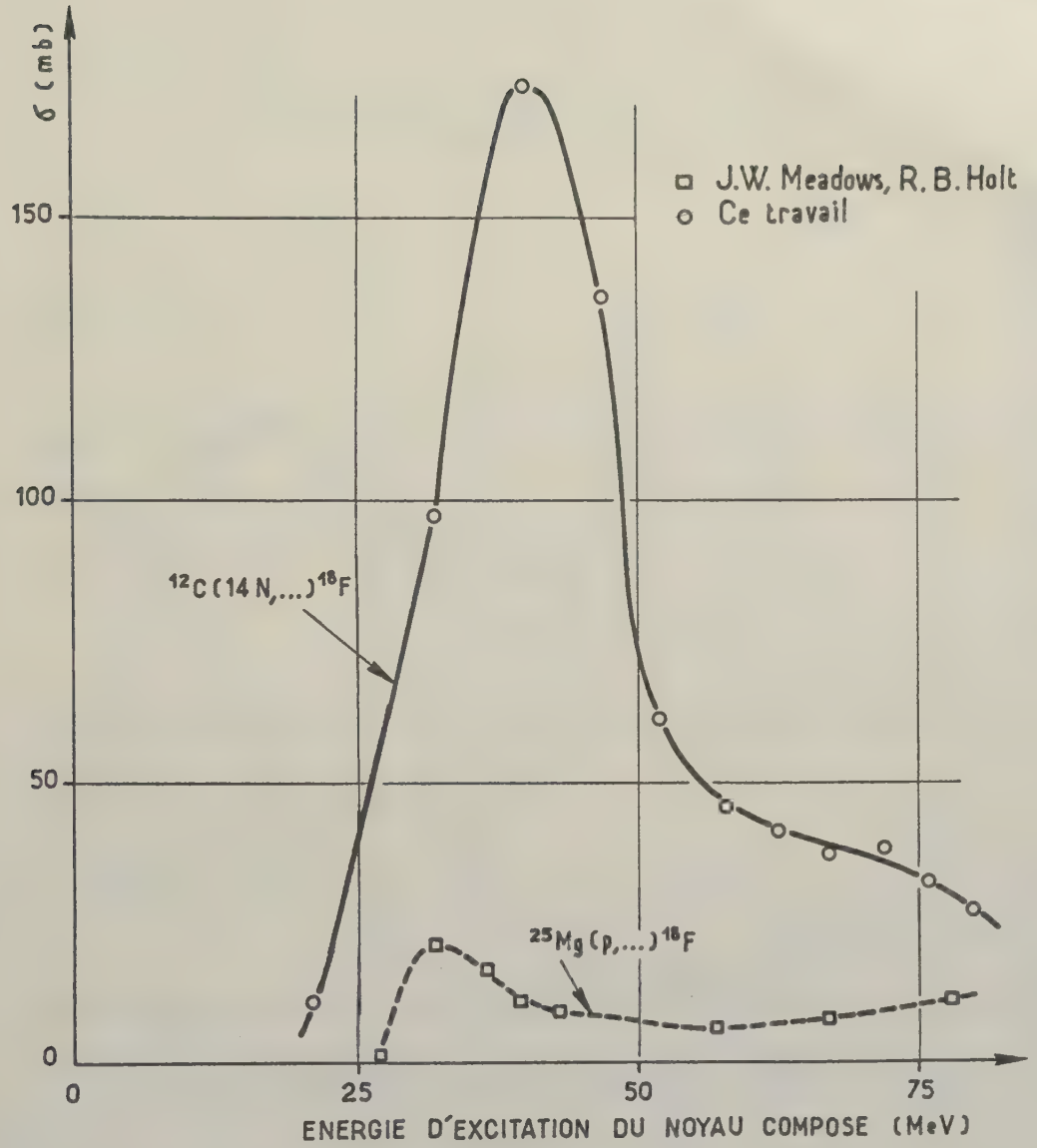


FIGURE III-11

NOYAU-COMPOSE ^{26}Al

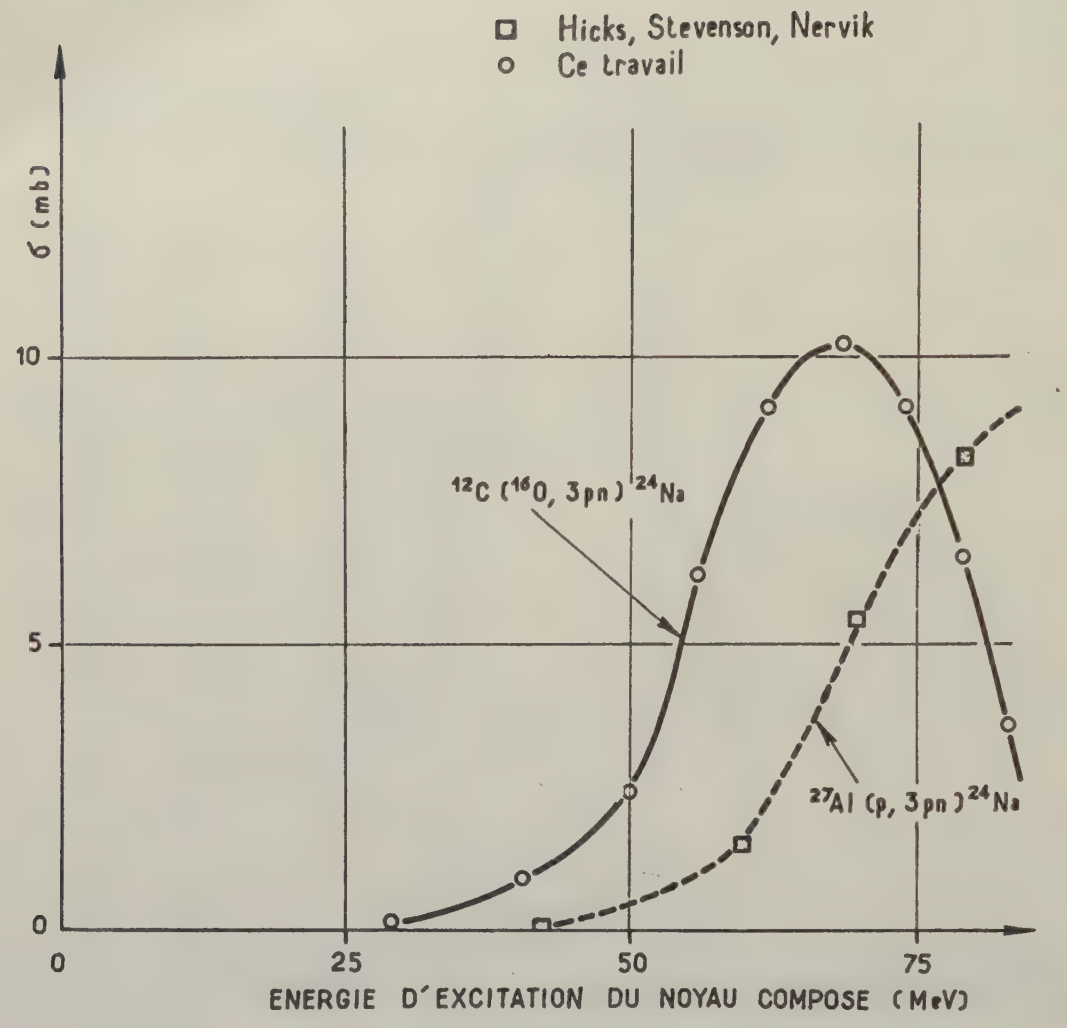


FIGURE III-12

NOYAU-COMPOSE ^{28}Si

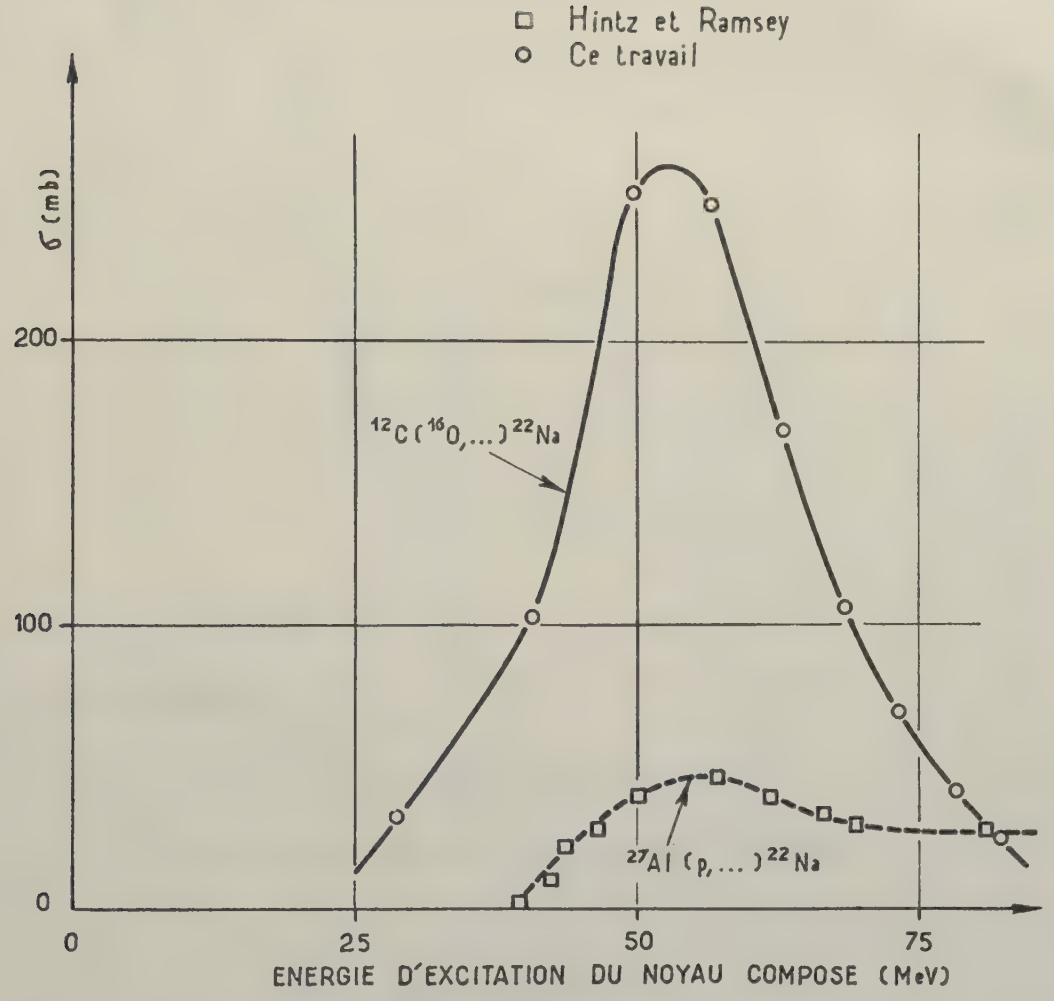


FIGURE III-13

NOYAU-COMPOSE ^{28}Si

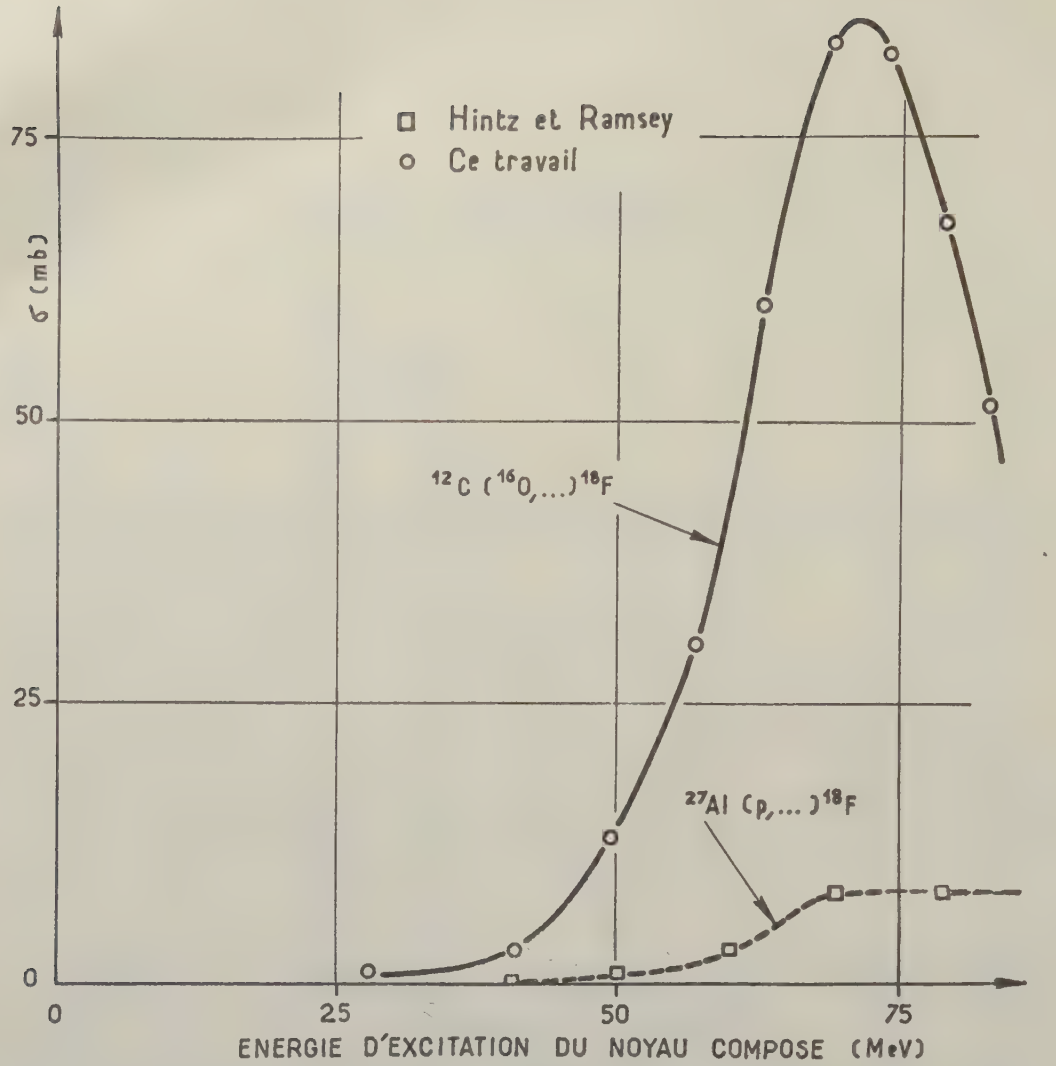


FIGURE III-14

NOYAU-COMPOSE ^{28}Si

III.3.3 - Le noyau composé excité ^{28}Si.

Sur la figure III-12 on voit la similitude de production de ^{24}Na via ^{28}Si par bombardement de protons et par bombardement d'ions lourds (Bruninx, 1961). Quand il y a quatre nucléons émis par le noyau composé, un seul mécanisme de réaction peut être écrit et, de même que dans les cas précédents, ceci nous donne des sections efficaces du même ordre de grandeur dans toute l'étendue d'énergies étudiée, excepté pour la queue que l'on voit toujours dans le cas des bombardements par protons.

Au contraire, dans le cas de ^{22}Na, (Hicks et al., 1956) (Hintz et Ramsey, 1952) indiqué sur la figure III-13, on voit le désaccord attendu dans les fonctions d'excitation. Dans ce cas, six nucléons quittent le noyau composé et, par conséquent, des mécanismes à chevrotine à particules α, et la possibilité d'un noyau composé à spin élevé, produisent une section efficace plus grande pour les bombardements à ions lourds que pour ceux à protons.

Le désaccord est encore plus grand dans le cas de ^{18}F indiqué sur la figure III-14, dix nucléons étant alors enlevés du noyau composé ^{28}Si. A la fois les mécanismes à chevrotine et le noyau composé à spin élevé sont les raisons que nous avançons pour expliquer les rendements relativement grands obtenus dans le cas des bombardements par ions lourds. On voit dans la table I que dans ce domaine d'énergie la réaction ^{12}C (^{16}O. . . .)^{18}F est douze fois plus efficace que la réaction ^{27}Al (p, ...)^{18}F. Ceci est, évidemment, une valeur absolue, indépendante du modèle choisi pour expliquer les mécanismes de réaction.

CONCLUSION

Les fonctions d'excitation évaluées dans ce travail se sont montrées utiles pour certains problèmes de géochimie : les sections efficaces de la réaction ^{16}O (p, 3p)^{14}C ont été utilisées pour prédire des quantités mesurables de ^{14}C dans les météorites pierreuses, ce qui fut vérifié plus tard. En utilisant ces sections efficaces on a trouvé que les quantités de ^{14}C mesurées sont en fait en accord avec celles que l'on prévoit en invoquant les réactions de spallation produites par les protons du rayonnement cosmique primaire.

Les réactions nucléaires obtenues avec des ions lourds, discutées dans le troisième chapitre ont montré qu'il y avait de grandes différences dans la probabilité de production, si on les compare aux réactions produites à partir des protons conduisant à la production des mêmes noyaux composés hypothétiques. Nous avons développé quelques considérations d'ordre général, à ce sujet, et nous les avons discutées en prenant comme base les mécanismes habituellement proposés pour expliquer les réactions nucléaires utilisant des ions lourds comme projectiles.

Cette étude est destinée à contribuer à l'éclaircissement d'un problème de géochimie : quelle est la contribution des ions carbone, azote, oxygène du rayonnement cosmique à la production de divers isotopes dans l'atmosphère terrestre ?

Par exemple, on pense d'habitude que le sodium-22 présent dans l'atmosphère terrestre est dû à l'action des protons et des hélions du rayonnement cosmique (qui forment environ 95 % du total de ce rayonnement) sur l'argon, dont il y a environ 1 % dans l'atmosphère. Avec les protons et les hélions agissant sur l'oxygène et l'azote on ne peut obtenir du sodium-22. Donc, à cause de la rareté de l'argon, on ne peut s'attendre à trouver que de faibles quantités de sodium-22 dans l'atmosphère. Cependant les ions primaires lourds du rayonnement cosmique réagissant sur l'oxygène et l'azote de l'atmosphère peuvent donner naissance à du sodium-22. En effet, bien que ces ions lourds ne constituent que moins de 5 % du rayonnement cosmique primaire, la cible oxygène + azote est cent fois plus abondante que la cible d'argon nécessaire aux hélions et protons.

L'examen des fonctions d'excitation (chapitre III) permet d'estimer la contribution des ions lourds à la formation du sodium-22 dans l'atmosphère. Malheureusement, la production de sodium-22 par ce moyen ne se produit efficacement que dans un domaine d'énergie relativement étroit et, en tous cas, montre une rapide diminution des sections efficaces lorsque l'on approche des hautes énergies. La "queue" à hautes énergies des sections efficaces assez élevées qui caractérise les réactions à protons est ici remarquablement absente. C'est aux hautes énergies que les rayons cosmiques sont les plus efficaces pour produire des réactions nucléaires, à cause de leur parcours plus grand et de leur pénétration plus aisée à travers la barrière du champ magnéterrestre. Bien que les études décrites ci-dessous soient limitées aux énergies modérées, l'observation d'une absence de "queue" à haute énergie nous indique donc que la contribution des ions lourds à la production de sodium-22 dans la haute atmosphère n'est pas bien grande.

Le même raisonnement s'applique à un autre isotope dont l'étude présente un grand intérêt actuellement, l'aluminium-26.

Par ailleurs, les premières indications obtenues sur la variation du rendement des réactions par ions lourds en fonction de l'épaisseur de matière de la cible indiquent que les simples réactions de rupture en vol conservent leurs sections efficaces élevées aux hautes énergies.

APPENDICE

RELATIONS ENERGIE-PARCOURS POUR LES IONS LOURDS

Les parcours des protons dans le carbone et l'hydrogène sont donnés dans la littérature (USAEC, report AECU-663, révisé en 1949). En utilisant la relation :

$$\frac{1}{R_{\text{polyéthylène}}} = \frac{\omega\, H}{R_{\text{hydrogène}}} + \frac{\omega\, C}{R_{\text{carbone}}} \qquad (A)$$

où les ω sont les fractions en poids et les R sont les parcours, la formule globale du polyéthylène étant CH_2, $\omega_h = 0,14$ et $\omega_c = 0,86$, ceci donne la relation parcours-énergie dans le pòlyéthylène indiquée sur la figure A-1. Cette courbe forme le point de départ de nos calculs pour les ions lourds.

Les parcours d'ions lourds sont obtenus en utilisant la formule bien connue :

$$R_{E,M} = \frac{M}{Z^2} R_P\,,\ E/M \qquad (B)$$

où :

$R_{E,M}$ = parcours d'un ion d'énergie cinétique E, de masse M

R_P E/M = parcours d'un proton d'énergie cinétique E/M

Z = charge atomique de l'ion

M = masse atomique de l'ion

Cependant cette formule simple est difficile à appliquer puisque Z varie avec l'énergie cinétique de l'ion lourd, la charge atomique décroissant lorsque l'atome ralentit dans les feuilles de la cible. On a utilisé la relation semi-empirique établie par Papineau (1956) pour ce phénomène. On a fait l'hypothèse que les charges atomiques des ions lourds dans le polyéthylène décroissent selon la courbe obtenue en portant :

Z eff/Z en fonction de $V / Z^{2/3}$ (C)

où Z eff = charge atomique effective

Z = nombre atomique (charge atomique maximale)

V = vitesse de l'ion (cm/sec)

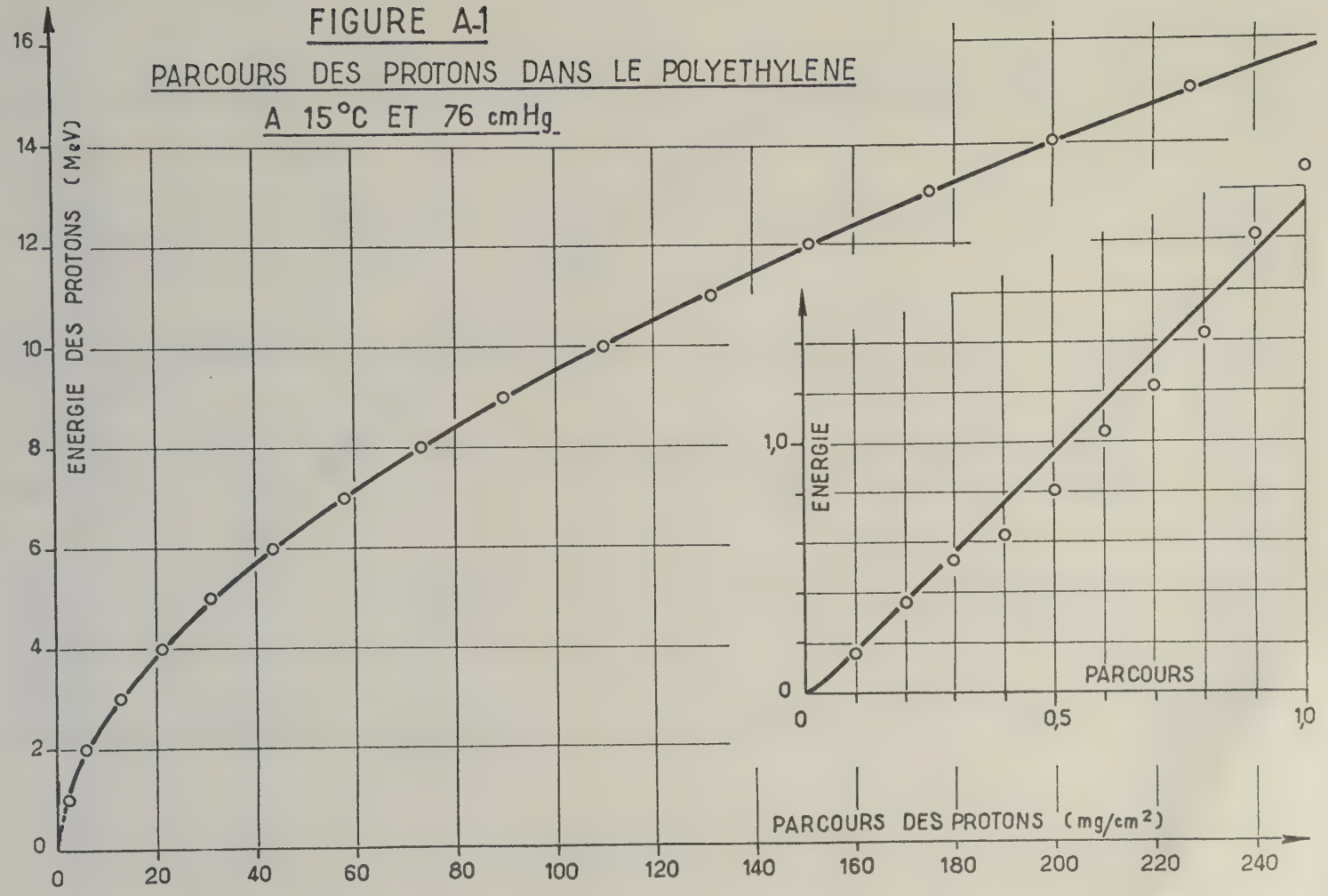
Après avoir tiré la vitesse de l'ion de son énergie cinétique on utilise la courbe mentionnée ci-dessus pour déterminer la charge atomique effective de l'ion.

La façon exacte de calculer une courbe énergie-parcours est celle-ci : partant d'une faible énergie de l'ion, par exemple 1,6 MeV pour un projectile ^{16}O ayant comme énergie maximale 160 MeV, la charge effective de l'ion est trouvée par la méthode de Papineau, ce qui donne, pour cette énergie, 2,8. Se reportant au parcours d'un proton d'énergie E/M (^{16}O mg/cm² dans le cas présent), l'équation (B) est utilisée pour déterminer le parcours de l'ion (ici 0,33 mg/cm²). Ceci n'est pas rigoureusement correct, mais est suffisamment exact pour servir de point de départ pour la détermination des parcours de ^{16}O aux énergies plus élevées. On répète les étapes précédentes à une énergie plus élevée, par exemple 3,2 MeV, ce qui donne une charge ionique 3,4 et un parcours de l'ion 0,50 mg/cm . Ceci n'est pas rigoureusement correct car l'ion n'a la charge 3,4 que lorsqu'il a l'énergie 3,2 MeV : on sait que lorsque l'ion ralentit jusqu'à 1,6 MeV, la charge effective est 2,8. Donc l'ion a un parcours plus grand que celui que nous avons calculé ainsi et l'importance de cette différence peut être appréciée en examinant ce qu'aurait donné le calcul si l'ion

FIGURE A-1

PARCOURS DES PROTONS DANS LE POLYETHYLENE

A 15°C ET 76 cm Hg



de 1,6 MeV avait possédé une charge effective de 3,4 au lieu de 2,8. Cela aurait donné 0,22 mg/cm^2 et, par conséquent, la différence entre ces deux parcours (0,33 - 0,22 = 0,11) doit être ajoutée à la valeur 0,50 mg/cm^2 pour obtenir la valeur plus correcte du parcours à 3,2 MeV : 0,50 + 0,11 = 0,66 mg/cm^2.

On recommence le même processus pour déterminer le parcours à 4,8 MeV. On trouve qu'un ion ^{16}O de cette énergie a une charge atomique de 4,2, un parcours non corrigé de 0,48 mg/cm^2. Observant que si l'ion ^{16}O de 3,2 MeV avait eu cette charge (4,2) le parcours calculé aurait été 0,33 mg/cm^2 au lieu de la valeur observée 0,61 mg/cm^2, on ajoute, comme plus haut, la différence au parcours non corrigé (0,48 + 0,28 = 0,76 mg/cm^2) pour obtenir le parcours véritable de l'ion ^{16}O de 4,8 MeV dans le polyéthylène.

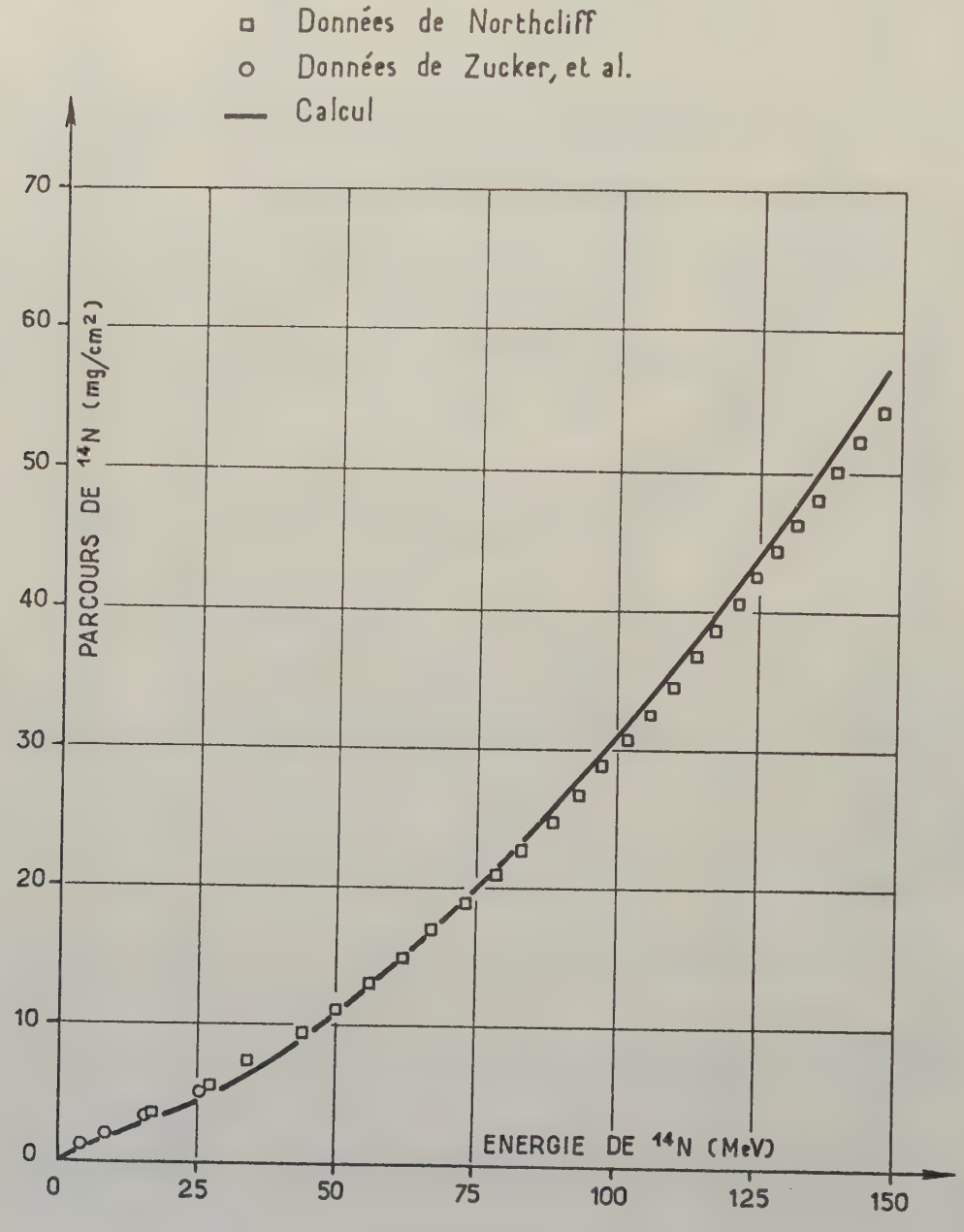


FIGURE A-2

PARCOURS DE ^{14}N DANS L'ALUMINIUM

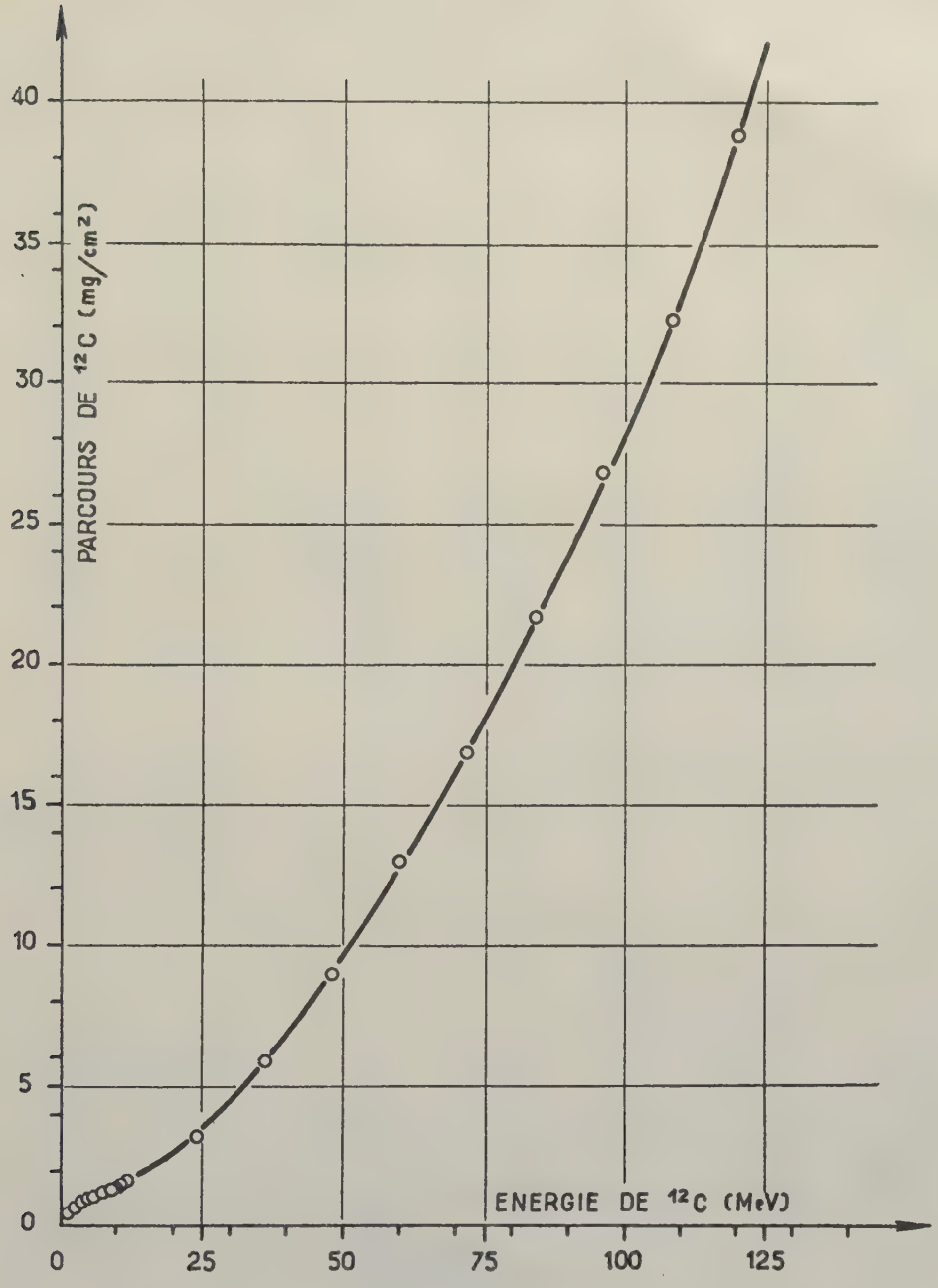


FIGURE A-3

PARCOURS DE ^{12}C DANS LE POLYETHYLENE

(Rectifié pour variation des charges atomiques)

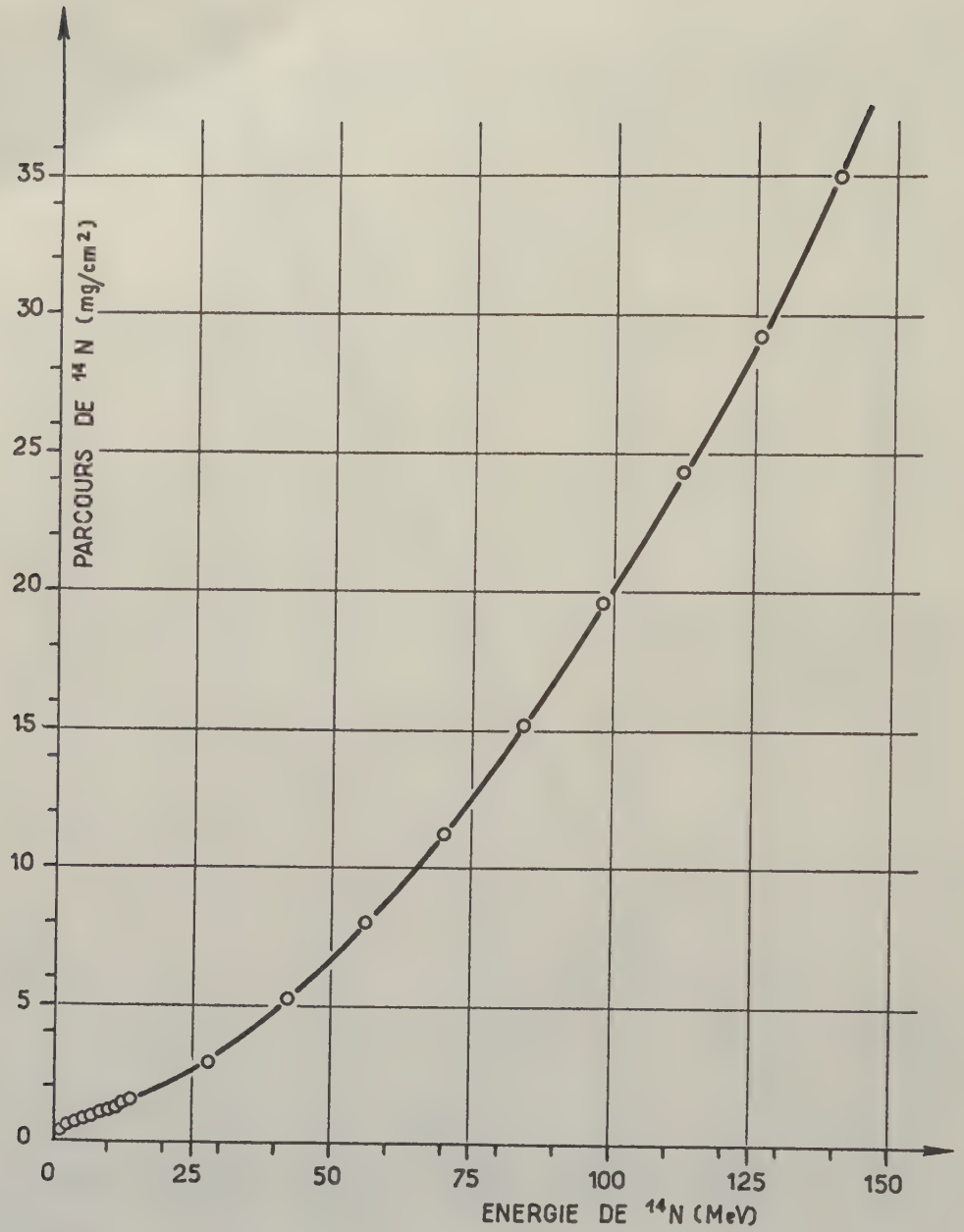


FIGURE A-4

PARCOURS DE ^{14}N DANS LE POLYETHYLENE

(Rectifié pour variation des charges atomiques)

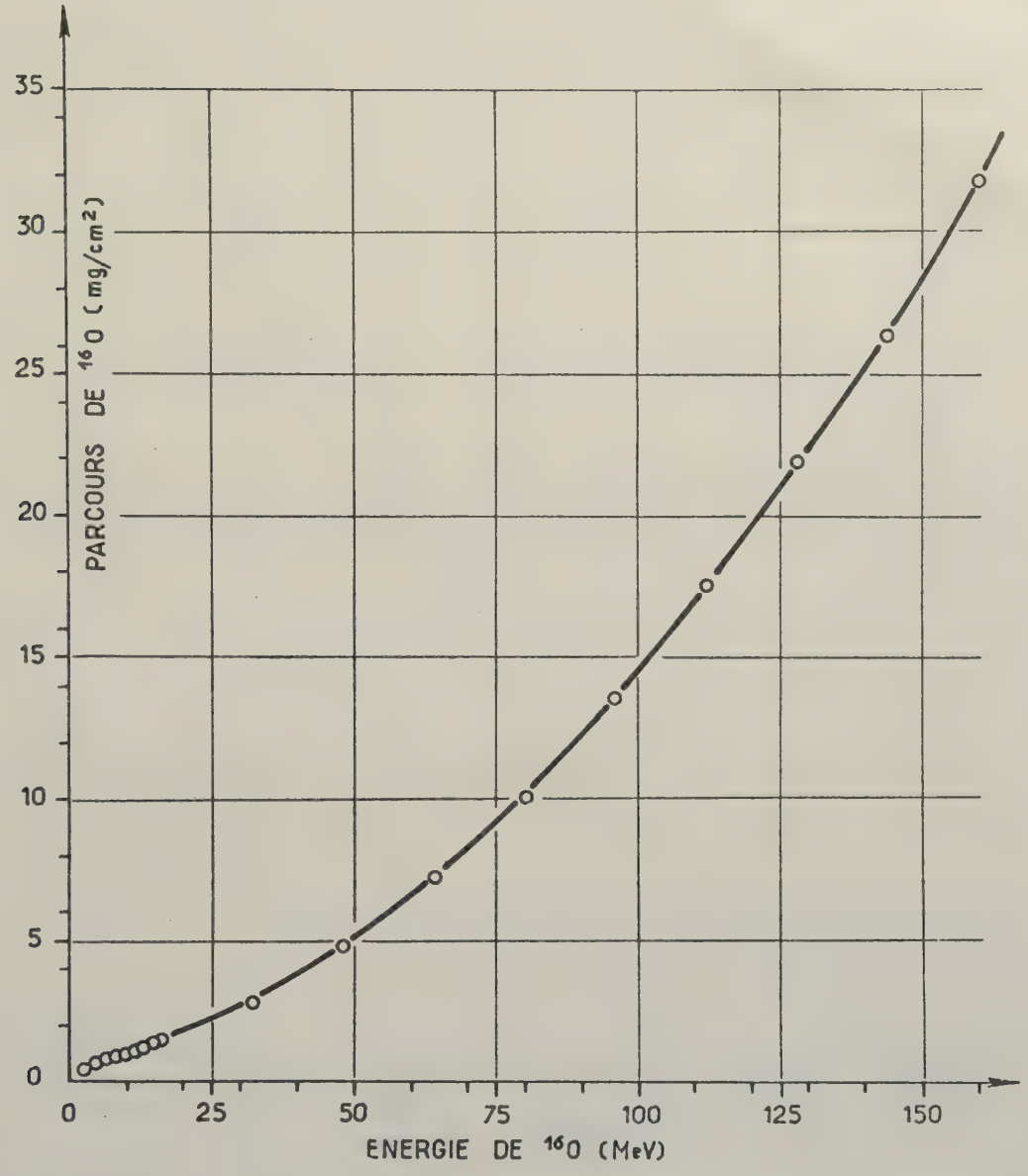


FIGURE A-5

PARCOURS DE ^{16}O DANS LE POLYETHYLENE

(Rectifié pour variation des charges atomiques)

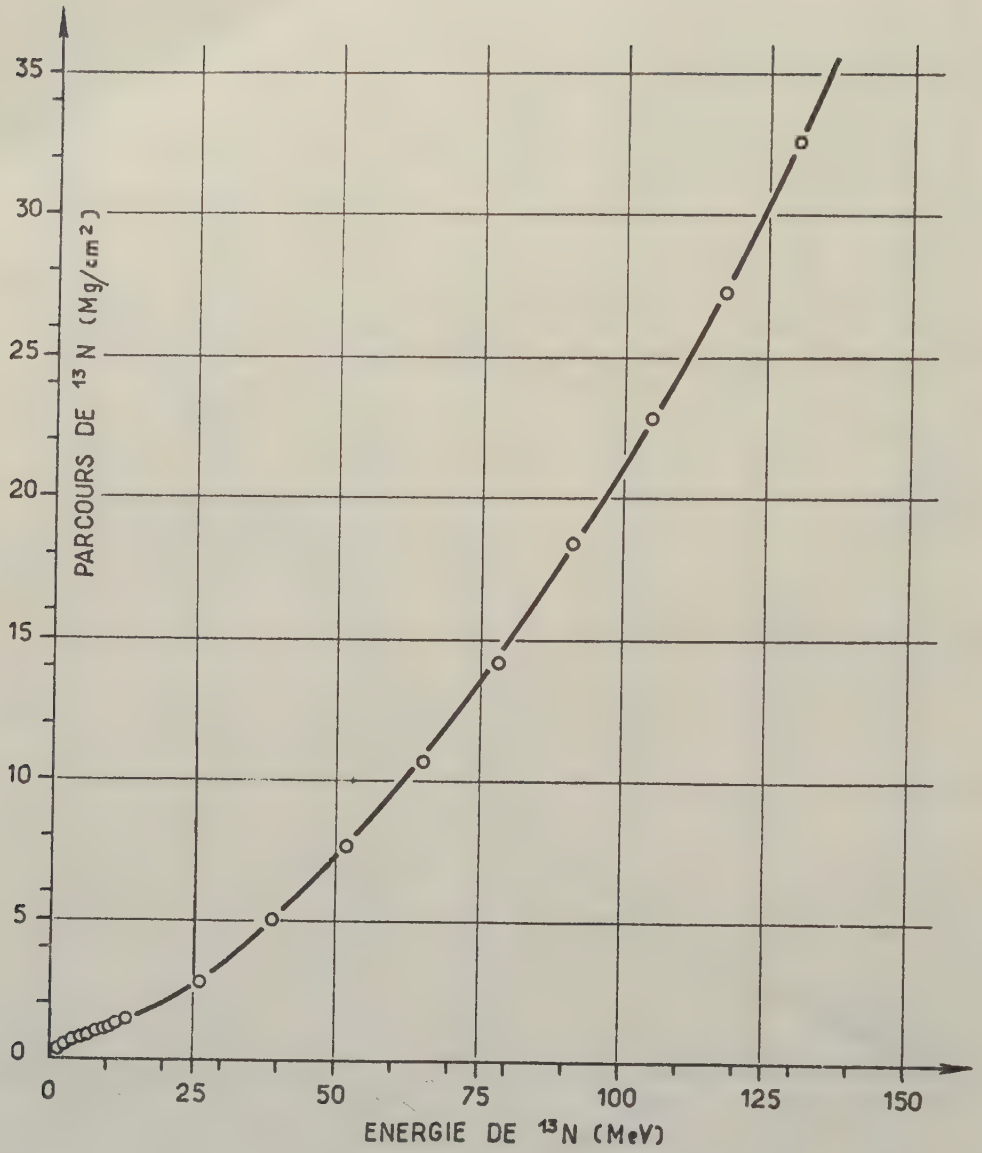


FIGURE A-6

PARCOURS DE ^{13}N DANS LE POLYETHYLENE

(Rectifié pour variation des charges atomiques)

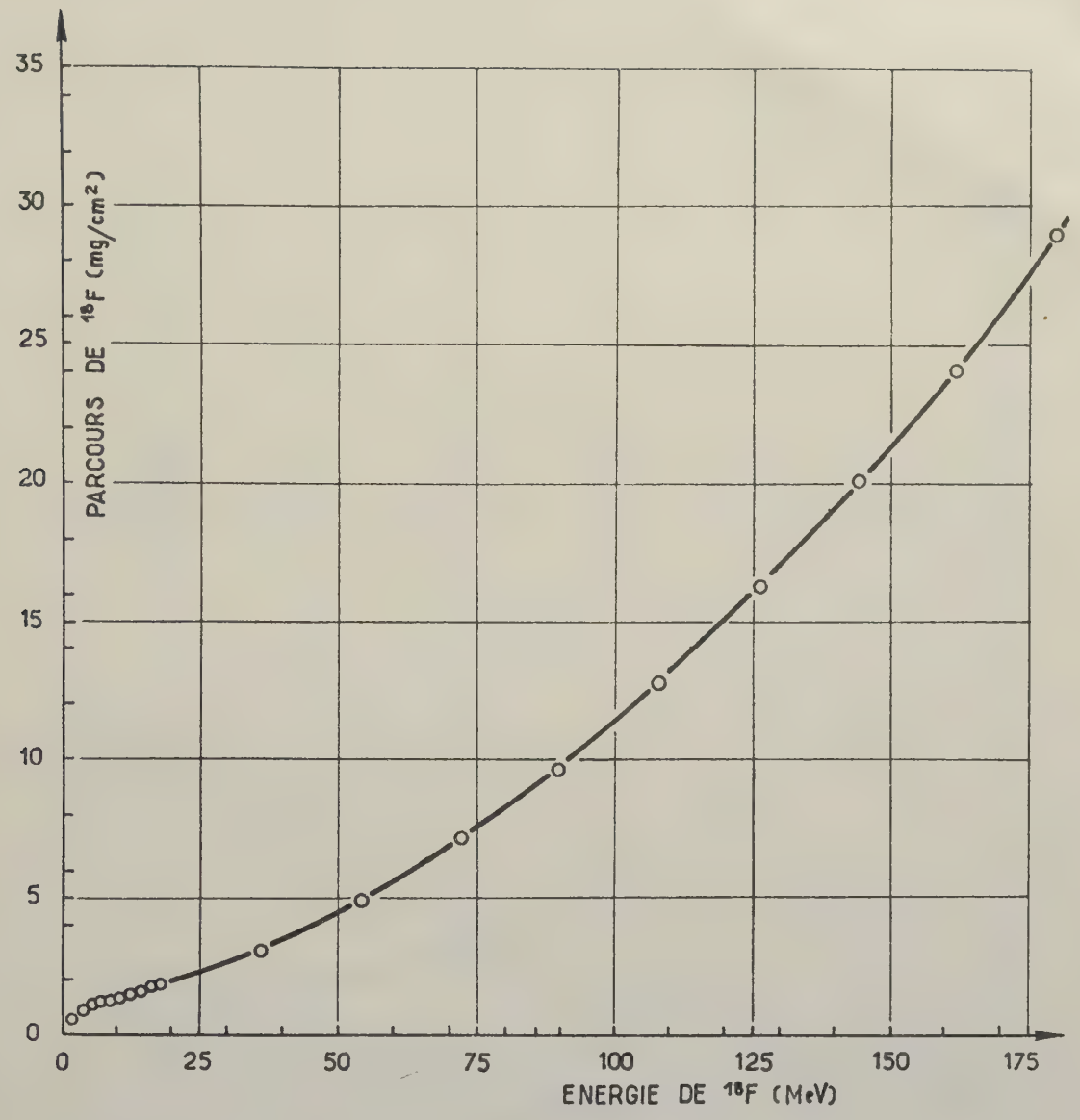


FIGURE A-7

PARCOURS DE ^{18}F DANS LE POLYETHYLENE

(Rectifié pour variation des charges atomiques)

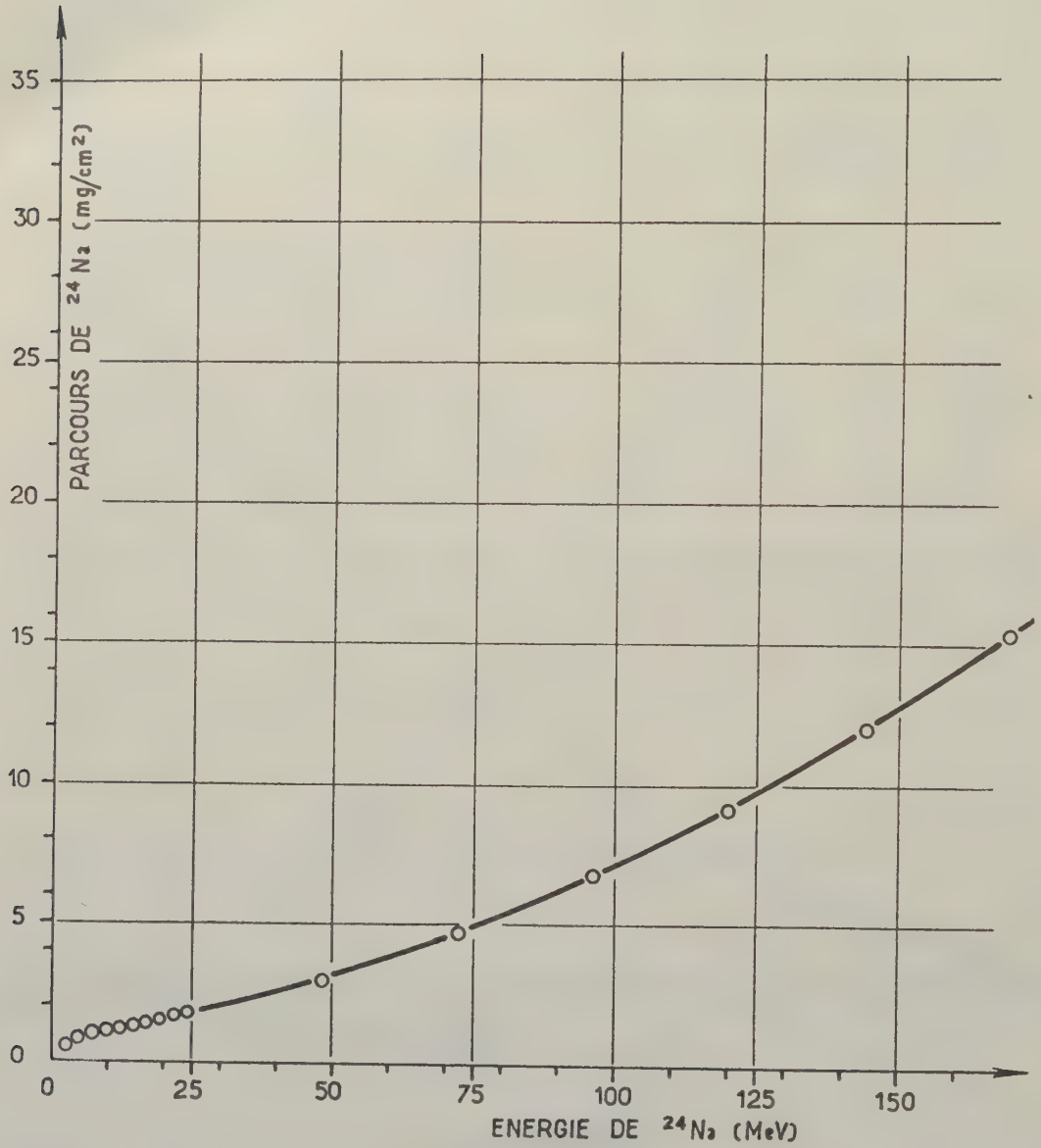


FIGURE A-8

PARCOURS DE ^{24}Na DANS LE POLYETHYLENE

(Rectifié pour variation des charges atomiques)

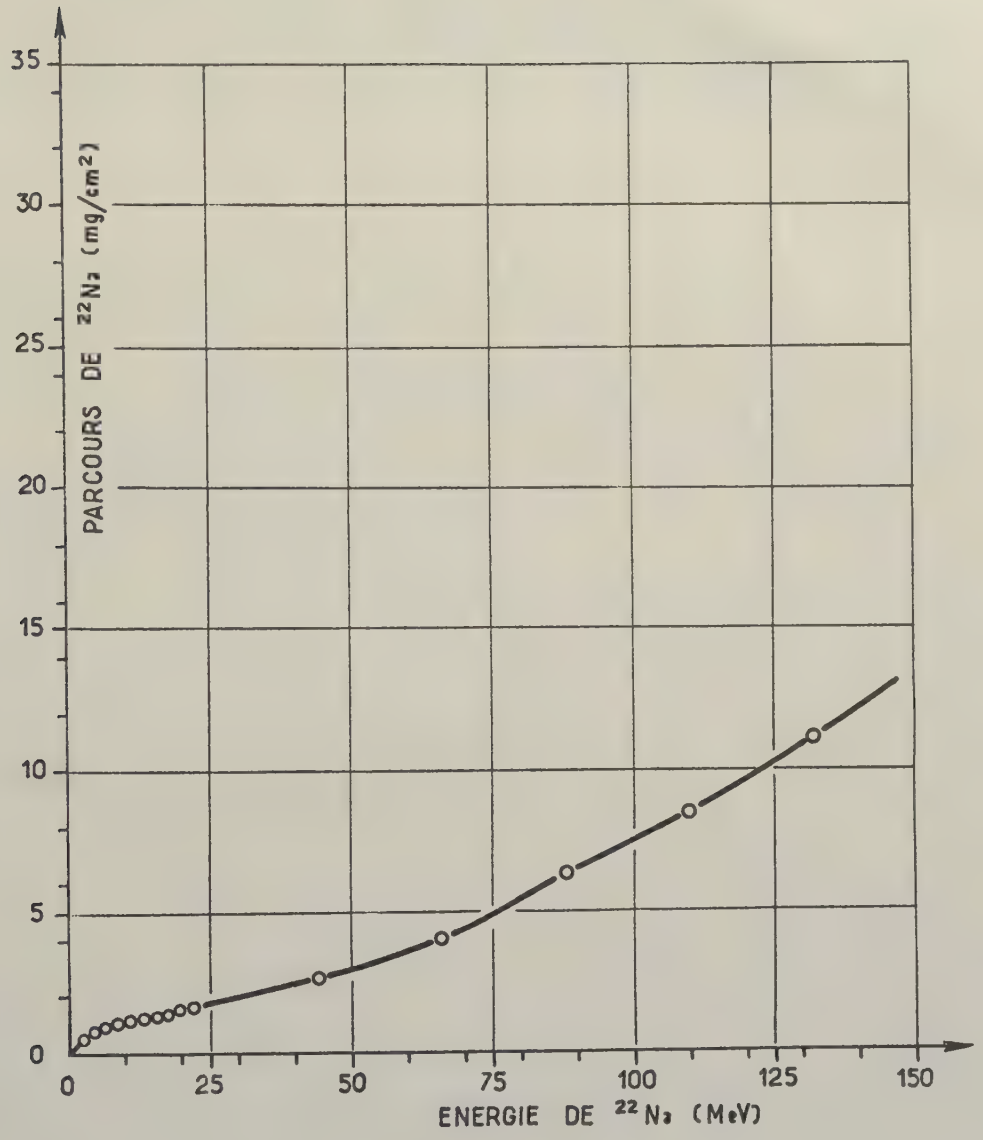


FIGURE A-9

PARCOURS DE ^{22}Na DANS LE POLYETHYLENE

(Rectifié pour variation des charges atomiques)

On recommence ces étapes pour des énergies aussi élevées qu'on le désire et, de cette façon, on obtient une courbe énergie-parcours pour les ions lourds de charge atomique variable.

Il n'y a qu'un nombre très limité de résultats expérimentaux utilisables pour être comparés à notre calcul. Pour éprouver celui-ci nous avons comparé les parcours déterminés expérimentalement de ^{14}N dans l'aluminium (Reynolds et al., 1954) (Northeliff, 1958) avec ceux que nous avons calculés. Le résultat de cette comparaison est indiqué sur la figure A-2 ; on voit que le calcul s'accorde très bien avec les résultats expérimentaux, et c'est pour cette raison que nous avons utilisé avec confiance les relations calculées entre l'énergie et le parcours. Les courbes utilisées sont indiquées sur les figures A-3 à A-9.

BIBLIOGRAPHIE

F. AJSENBERG et T. LAURITSEN - (1955) Rev. Mod. Phys. *27*, 77.

J. R. ARNOLD - (1961) Ann. Rev. Nucl. Sci., *11*.

J. R. ARNOLD et al. - (1961) J. Geophysical Res. *66* 3519.

R. BERINGER et W. J. KNOX - (1961) Phys. Rev. *121*, 1195.

N. BOHR - (1937) Science *86*, 161.

E. BRUNINX - (1961) CERN 61-1.

K. CHACKETT et al. - (1954) Phil. Mag. *45*, 173.

B. L. COHEN et al. - (1954) Phys. Rev. *96*, 1617.

L. CURRIE et al. - (1956) Phys. Rev. *101*, 1557.

I. DOSTROVSKY et al. - (1960) Phys. Rev. *116*, 683.

I. DOSTROVSKY et al. - (1960) Phys. Rev. *116*, 781.

I. DOSTROVSKY et al. - (1960) Phys. Rev. *116*, 791.

I. DOSTROVSKY et al. - (1961) Phys. Rev. *123*, 1452.

J. GEISS, H. OESCHGER - (1960) Proceedings Cospar Nice, 1070.

J. GEISS, H; OESCHGER et U. SCHWARZ - (1961) "Varenna Summer School", Mai.

C. GFELLER et al. - (1959) Helvetica Physica Acta *80*.

S. N. GHOSHAL - (1950) Phys. Rev. *102*, 939.

M. HAISSINSKY - (1957) "La Chimie Nucléaire.et ses Applications", Masson et Cie. Paris, Ch. X.

H. G. HICKS et al. - (1956) Phys. Rev. , 1390.

N. M. HINTZ et N. R. RAMSEY - (1952) Phys. Rev. *88*, 19.

M. HONDA et J. R. ARNOLD - (1961) Geochim. Cosmochim. Acta, *23*, 219.

M. HONDA et al. - (1962) Geochim. Cosmochim. Acta - sous presse.

G. L. KULP et M. L. VOLCHOK - (1953) Phys. Rev. *90*, 713.

J. W. MEADOWS et R. B. HOLT - (1951) Phys. Rev. *83*, 1257.

R. MERRILL - (1925) Mém. Nat. Acad. Sc. U. S. *14*, 1.

N. METROPOLIS et al. - (1958 a) Phys. Rev. *110*, 185.

N. METROPOLIS et al. - (1958 b) Phys. Rev. *110*, 204.

J. F. MILLER - (1951) Phys. Rev. *83*, 1261.

J. MILLER et J. HUDIS - (1959) Ann. Rev. Nuc. Sci. *9*, 159.

D. L. MORRISON - (1961) U. S. A. E. C. - NYO. 8921.

L. NORTHCLIFF - (1958) Communication privée.

J. OPPENHEIMER et M. PHILIPS - (1935) Phys. Rev. *48*, 500.

M. PANDOW, C. MACKAY et R. WOLFGANG - (1960) J. Inorg. Nucl. Chem. *14*, 153.

F. A. PANETH - (1949) Royal Inst. G. B. - Congrés, 25 Mars.

M. A. PAPINEAU - (1956) C. R. Acad. Sci. *242*, 2933.

M. T. PERQUIS, G. DELIBRIAS B. DAVID - (1956) B. I. S. T., C. E. A., *11*.

B. PETERS - (1960) Communication à "Varonna Summer School" Mai.

K. RANKAMA et T. G. SAHAMA - (1950) Geochemistry", Univ. Chicago Press.

J. N. ROSHOLT et al. - (1961) J. Geology, *69*, 162.

H. REYNOLDS et al. - (1954) Phys. Rev. *95*, 671.

H. W. SCHMITT et J. HALPERN - (1961) Phys. Rev. *121*, 827.

R. SERBER - (1947) Phys. Rev. *72*, 114.

S. F. SINGER - (1958) Prog. Elementary Particles and Cosmic Rays IV, 254.

J. TOBAILEM - (1955) J. Phys. Rad. *16*, 235.

H. TYREN - (1958) Nucl. Phys. 7, 10.

S. N. VERNOV et al. - (1958) Dokl. Acad. Nauk SSSR, *3*, 617.

C. J. WADDINGTON - (1961) Communication à "Varenna Summer School", Mai.

TABLE DES MATIÈRES

Pages

I - INTRODUCTION 5

II - REACTION NUCLEAIRE ^{16}O (p, 3p)^{14}C 7

II.1 - TECHNIQUE DES EXPERIENCES 8

II.1.1 - Cibles et irradiations 8

II.1.2 - Traitement chimique et comptage de ^{14}C 11

II.1.3 - Calcul des sections efficaces 12

II.2 - OBSERVATIONS ET DISCUSSION 13

II.2.1 - Sections efficaces de ^{16}O (p, 3p)^{14}C à différentes énergies 13

II.2.2 - Divers mécanismes de réaction 14

II.3 - ^{14}C DANS LES METEORITES PIERREUSES 16

II.3.1 - Extraction de ^{14}C 16

II.3.2 - Observations et discussion 17

III - REACTIONS NUCLEAIRES DE ^{16}O, ^{14}N ^{12}C AVEC LE CARBONE 19

III.1 - TECHNIQUE DES EXPERIENCES 19

III.1.1 - Méthode de comptage et décomposition des courbes de décroissance ... 20

III.1.2 - Vérification chimique de la présence du sodium 22 21

III.2 - OBSERVATIONS ET CALCULS 23

III.2.1 - Mécanisme des réactions nucléaires à ions lourds 23

III.2.2 - Rendement en fonction de la profondeur dans la pile de feuilles 24

III.2.3 - Rendement des réactions ^{12}C (^{12}C . . .) 24

III.2.4 - Rendement de la réaction ^{12}C (^{14}N . . .) 27

III.2.5 - Rendement des réactions ^{12}C (^{16}O . . .) 29

III.2.6 - Calcul des fonctions d'excitation 32

III.3 - FONCTIONS D'EXCITATION OBTENUES A PARTIR DE NOYAUX COMPOSES ... 34

III.3.1 - Le noyau composé excité ^{24}Mg 34

III.3.2 - Le noyau composé excité ^{26}Al 35

III.3.3 - Le noyau composé excité ^{28}Si 42

IV - CONCLUSION 45

V - APPENDICE 46

VI - BIBLIOGRAPHIE 57

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

"ABONDANCE DES IONS LOURDS DANS LES RAYONS COSMIQUES".

Vu et approuvé :
Paris, le 14 juin 1962
Doyen de la Faculté des Sciences,
Marc ZAMANSKY

Vu
et permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
Jean ROCHE

IMP. LOUIS-JEAN – GAP
Dépôt légal n° 88 – 1964